

THESES

présentées en vue d'obtenir le titre

de

DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

Jean-Claude CHARPENTIER

Ingénieur I. D. N.

Licencié ès Sciences

Attaché de Recherche au C. N. R. S.

PREMIÈRE THÈSE - HYDRODYNAMIQUE DES COLONNES A GARNISSAGE AVEC ÉCOULEMENTS DE GAZ ET DE LIQUIDE A CO-COURANT ET CONTRE-COURANT. ASPECTS STATIQUE ET DYNAMIQUE DE LA TEXTURE DU LIQUIDE.

DEUXIÈME THÈSE - Proposition donnée par la Faculté : REACTEURS CHIMIQUES EN RÉGIME CYCLIQUE PULSÉ. THÉORIE ET EXPÉRIENCE.

Soutenue le

1968, devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Président : M. P. LE GOFF

Examineurs : MM. J. BASTICK
J. VILLERMAUX

788823

1944-1945

1944-1945

TEXTE

1944-1945

1944-1945

1944-1945

1944-1945

THESES

présentées en vue d'obtenir le titre

de

DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

Jean-Claude CHARPENTIER

Ingénieur I. D. N.

Licencié ès Sciences

Attaché de Recherche au C. N. R. S.

PREMIÈRE THÈSE - HYDRODYNAMIQUE DES COLONNES A GARNISSAGE AVEC ÉCOULEMENTS DE GAZ ET DE LIQUIDE A CO-COURANT ET CONTRE-COURANT. ASPECTS STATIQUE ET DYNAMIQUE DE LA TEXTURE DU LIQUIDE.

DEUXIÈME THÈSE - Proposition donnée par la Faculté : REACTEURS CHIMIQUES EN RÉGIME CYCLIQUE PULSÉ. THÉORIE ET EXPÉRIENCE.

Soutenue le

1968, devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Président : M. P. LE GOFF

Examineurs : MM. J. BASTICK
J. VILLERMAUX



UNIVERSITE DE NANCY - FACULTE DES SCIENCES

Doyen : M. AUBRY

Assesseur : M. GAY

Doyens honoraires : MM CORNUBERT - DELSARTE - ROUBAULT.

Professeurs honoraires : MM. RAYBAUD - LAFFITTE - LERAY - JULY - LAPORTE - EICHBORN -
GODEMENT - DUBREUIL - L. SCHWARTZ - DIEUDONNE - DE MALLEMANN -
LONGCHAMBON - LETORT - DODE - GAUTHIER - GOUDET - OLMER -
CORNUBERT - CHAPELLE - GUERIN - WAHL.

Maîtres de conférences honoraires : MM. LIENHART - PIERRET - Mlle MATHIEU.

PROFESSEURS :

MM.		MM.	
DELSARTE	Analyse supérieure	HAINI	Physique
ROUBAULT	Géologie	* BASTICK	Chimie
CAPELLE	Mécanique rationnelle	DUCHAUFOUR	Pédologie
VEILLET	Biologie animale	GARNIER	Agronomie
BARRIOL	Chimie théorique	NEEL	Chimie Organique Industrielle
BIZETTE	Physique	BERNARD	Géologie Appliquée
GUILLIEN	Electronique	* CHAMPIER	Physique
LEGRAS	Mécanique rationnelle	* GAY	Chimie Biologique
BOLFA	Minéralogie	STEPHAN	Zoologie
NICLAUSE	Chimie	* CONDE	Zoologie
FAIVRE	Physique appliquée	* WERNER	Botanique
AUBRY	Chimie minérale	EYMARD	Calcul Différentiel & Intégral
COPPENS	Radiogéologie	LEVISALLES	Chimie organique
DUVAL	Chimie	Mme HERVE	Méthodes Mathématiques de la physique
FRUHLING	Physique	FELDEN	Physique
HILLY	Géologie	* GOSSE	Mécanique physique
LE GOFF	Génie Chimique	* DAVOINE	Physique (ENSMIN)
SUHNER	Physique expérimentale	HORN	Physique (1 ^o Cycle)
CHAPON	Chimie Biologique	* ROCCI	Géologie
HEROLD	Chimie Minérale Industrielle	Mme LUMER	Méthématiques
SCHWARTZ B.	Exploitation Minière	N ...	Chimie Biologique
* MALAPRADE	Chimie	N ...	Mécanique appliquée
MANGENOT	Botanique	N ...	Chimie physique
GAYET	Physiologie	(*)	professeur titulaire à titre personnel.

MAITRES de Conférences

MM.		MM.	
Mme BASTICK	Chimie P.C. Epinal	PROTAS	Minéralogie
GUDEFIN	Physique	JOZEFOWICZ	Physico-chimie
VUILLAUME	Psychophysiologie	JURAIN	Géologie C.B.G.
FRENTZ	Biologie animale	RIVAIL	Chimie appliquée (CUCES)
MARI	Chimie(I.S.I.N.)	VILLERMAUX	Génie chimique
AUROUZE	Géologie	METCHE	Biologie appliquée (brasserie)
DEVIOT	Physique du solide	PAIR	Méthématiques appliquées
FLECHON	Physique P.C.	BAUMANN	Physique 1 ^o Cycle
Mlle HUET	Mathématiques C.B.G.	DURAND	Physique
VIGNES	Métallurgie	GRAN E	Physique (ISIN)
BALESDENT	Thermo. chim. appl. (ENSIC)	DEPAIX	Probabilités & Statistiques
BLAZI	Minéralogie appliquée (ENSG)	N ...	Mécanique des fluides(ISIN)
JANOT	Physique P.C. Epinal	N ...	Mécanique (ISIN)
JACQUIN	Pédologie & Chimie agricole	N ...	Mathématiques
MAINARD	Physique M.P.	N ...	Mathématiques P.C.
CACHAN	Entomologie appl. (ENSA)	N ...	Mathématiques C.B.G.

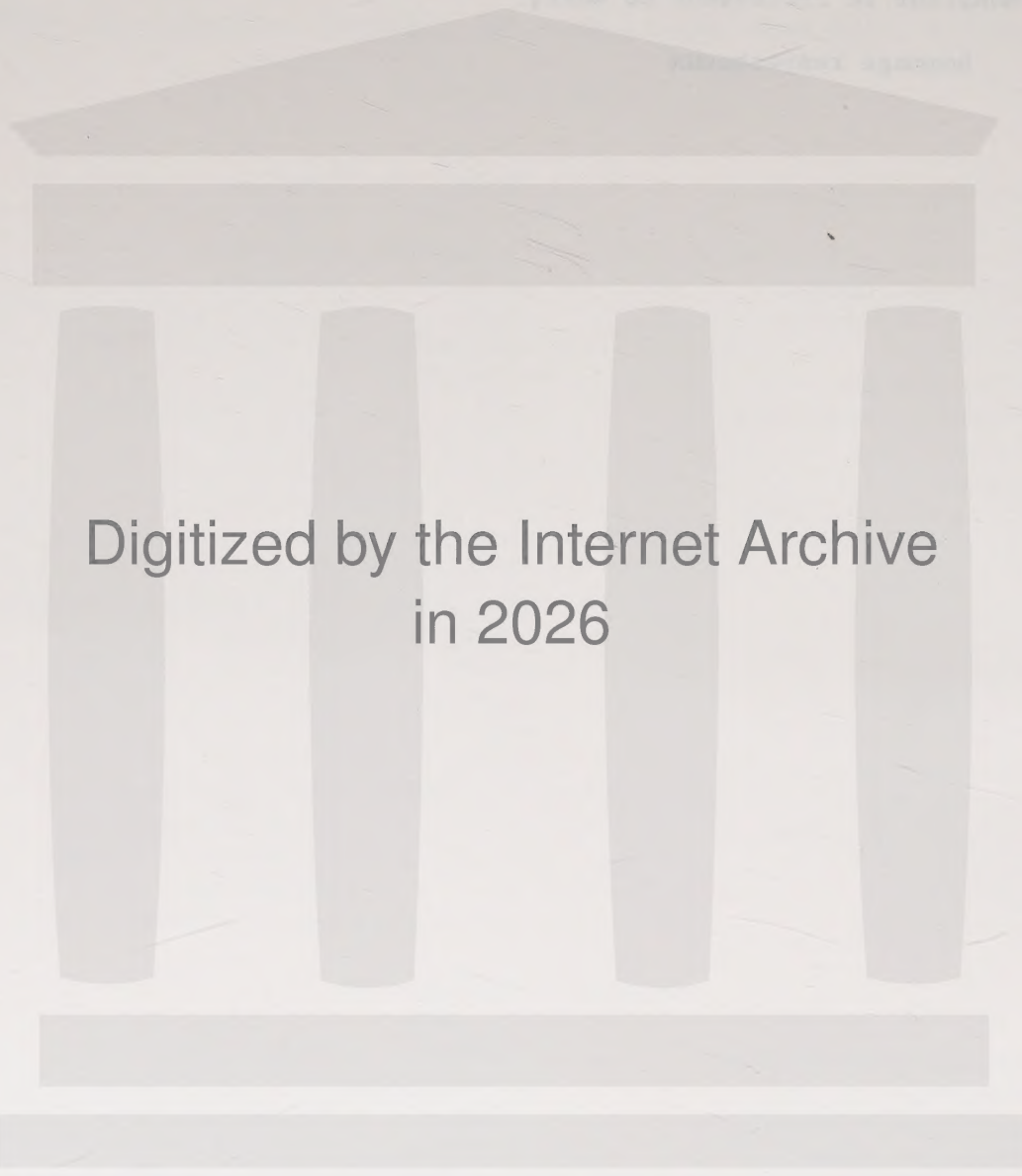
A MON MAITRE,

Monsieur le Professeur LE GOFF,

hommage respectueux

A MES PARENTS,

en témoignage d'affection



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551928_0028

Le présent travail a été effectué sous la direction bienveillante de Monsieur le Professeur LE GOFF, dans son laboratoire de Génie Chimique de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques.

Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour la confiance qu'il m'a accordée et pour les ressources qu'il a mises à ma disposition dans son laboratoire.

Qu'il me soit permis de l remercier vivement de ses directives avisées et cependant jamais imposées. Elles m'ont permis de venir à bout du présent travail et d'acquérir de plus une intéressante formation à la recherche grâce à l'esprit critique et au dynamisme scientifique dont il m'a constamment fait preuve.

Je suis sensible à l'honneur que me fait Monsieur le Professeur BASTICK, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques, pour avoir bien voulu faire partie du jury.

Ma gratitude va aussi à Monsieur le Professeur VILLERMAUX pour la sollicitude avec laquelle il a suivi certaines parties de ce travail et l'intérêt qu'il a porté à l'interprétation des résultats. Je le remercie également d'avoir proposé le second sujet de thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à mes amis M. PROST pour les nombreuses et judicieuses critiques qu'il a apportées dans les travaux que nous avons effectués ensemble et M. VAN SWAAIJ pour sa fructueuse collaboration.

Je ne saurai trop remercier Mademoiselle ROY, technicienne du C.N.R.S., pour son aide précieuse et son dévouement constant dans les problèmes de calcul sur l'ordinateur IBM 1130.

Le présent travail a pu être mené à bien grâce à l'appui matériel du Centre National de la Recherche Scientifique. Je suis heureux de témoigner ma reconnaissance à cet Organisme.

Je tiens à saluer toute la sympathique équipe de chercheurs et de techniciens du laboratoire de Génie Chimique pour l'ambiance de saine émulation qu'elle a su créer au laboratoire.

Enfin, que toutes les personnes qui m'ont aidé dans ce travail et tout spécialement Messieurs MAXANT, LACOURT, SPITZ, GERARDOT et JACOB et Mesdames SQUARZONI et KALETKA reçoivent l'expression de ma sincère reconnaissance.

PREMIERE THESE

HYDRODYNAMIQUE DES COLONNES A GARNISSAGE
AVEC ECOULEMENTS DE GAZ ET DE LIQUIDE A CO-COURANT et CONTRE-COURANT.
ASPECTS STATIQUE ET DYNAMIQUE DE LA TEXTURE DU LIQUIDE

NOTE POUR LE LECTEUR

Le lecteur trouvera sur des feuilles colorées placées au début et à la fin de chaque chapitre un résumé des points essentiels qui seront étudiés et les conclusions qui ont été tirées.

Il pourra donc aborder la lecture détaillée d'un chapitre quelconque après avoir lu les feuilles colorées qui le précèdent. Par ailleurs toutes les figures sont rassemblées dans un volume spécial joint à ce mémoire.

INTRODUCTION GENERALE

Les Industries chimiques et annexes utilisent couramment les procédés d'écoulements simultanés d'un gaz et d'un liquide à travers un milieu poreux. C'est le cas notamment des colonnes d'absorption, de distillation et de certains réacteurs chimiques. Le but de ces procédés est principalement d'améliorer le contact entre les deux phases en distribuant le liquide sur un garnissage afin d'augmenter la turbulence et l'aire d'interface gaz-liquide et par suite les transferts de matière et de chaleur.

De nombreux paramètres, sur lesquels on a relativement peu de connaissances, conditionnent ou restreignent l'efficacité de tels procédés. Citons par exemple :

- La texture du liquide sur le garnissage des colonnes.
- La distribution des temps de séjour des éléments du liquide et du gaz.
- Les phénomènes d'engorgement dans le cas d'écoulement diphasés gaz-liquide à contre-courant.
- La détermination de la chute de pression du gaz dans les écoulements à co-courant vers le bas.

Un programme de recherche systématique portant sur le plus grand nombre possible de paramètres dans les colonnes à garnissage a débuté au laboratoire de Génie Chimique de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques avec le travail de LESPINASSE [1]. Par un procédé d'absorption d'ammoniac, cet auteur a mis en évidence que l'écoulement du liquide n'est pas interprétable par un mécanisme diffusionnel isotrope mais implique au contraire l'existence de chemins préférentiels qui ont une influence sur le transfert de soluté. Poursuivant ce travail, PROST [2] a appliqué au garnissage irrigué une méthode électrique mise au point pour l'étude plus générale des milieux poreux. Elle consiste à comparer la conductance électrique spécifique et la porosité de milieux saturés de liquide conducteur à celles de modèles géométriques représentatifs du milieu. Dans le même temps, en comparant les écoulements gaz-liquide à co-courant et contre-courant dans un faisceau de 126 tubes et dans un garnissage, COLAS [3] a montré que le processus d'écoulements séparés des phases joue un rôle important dans le fonctionnement hydrodynamique d'un garnissage.

Compte tenu des méthodes d'investigation et des conclusions des travaux de ces auteurs, on a essayé d'obtenir simultanément le maximum d'informations expérimentales et pratiques sur les deux phases dans des domaines qui n'ont pas fait l'objet de recherches intensives jusqu'à présent.

Ainsi le travail que nous présentons sur les colonnes à garnissages porte plus particulièrement sur les aspects statique et dynamique de la texture du liquide et sur la mécanique des écoulements diphasés à co-courant vers le bas.

Toutefois une étude complète de ces grandeurs est impossible sans avoir présenté au préalable les propriétés hydrodynamiques des écoulements monophasés de gaz, ruissellant de liquide et diphasés de gaz et de liquide à co-courant et contre-courant. C'est ce que nous ferons très succinctement au chapitre I après avoir décrit le poste et les conditions expérimentales de mesure.

Le chapitre II porte sur la rétention du liquide et introduit un nouveau modèle représentatif de sa texture sous forme de films, de filets et de gouttes.

Au chapitre III, on présente une étude sur la distribution axiale des temps de séjour des éléments du liquide faite en commun avec un autre chercheur de notre groupe, M. VAN SWAAIJ dont le travail a porté plus généralement sur le mélangeage axial et radial du liquide et du gaz dans les colonnes à garnissage.

Au Chapitre IV on trouvera dans le cas particulier de l'écoulement ruisselant du liquide une application dynamique de l'aspect statique des textures ; on détermine en effet les vitesses et les débits du liquide qui s'écoulent sous forme de films, de filets et de gouttes et on compare les résultats avec ceux des mesures de distribution des temps de séjour.

Le chapitre V porte sur l'hydrodynamique des écoulements diphasés à co-courant vers le bas et sur l'application des formules de la littérature au cas des colonnes arrosées.

CHAPITRE I

HYDRODYNAMIQUE des COLONNES D'ABSORPTION à GARNISSAGE

Au cours du présent travail, il sera souvent fait appel aux grandeurs classiques intervenant dans l'hydrodynamique des colonnes à garnissage, c'est-à-dire essentiellement la perte de charge du gaz et le taux de rétention du liquide.

C'est pourquoi, après avoir décrit le poste d'étude et les méthodes de mesure de ces grandeurs, nous présenterons et interpréterons très succinctement leur évolution générale avec les débits des fluides. Enfin, nous comparerons nos résultats expérimentaux d'engorgement avec ceux de quelques auteurs.

PLAN

<u>1 - DESCRIPTION DU POSTE D'ETUDE</u>	p. I-1
<u>2 - CONDITIONS EXPERIMENTALES D'ETUDE</u>	p. I-3
<u>21 - Les garnissages</u>	p. I-3
<u>22 - Propriétés physiques des fluides</u>	p. I-3
<u>3 - PROPRIETES HYDRODYNAMIQUES DES ECOULEMENTS DES FLUIDES A TRAVERS LE GARNISSAGE</u>	p. I-4
<u>31 - Ecoulement forcé de l'air</u>	p. I-4
<u>32 - Ecoulement ruisselant de liquide en présence de gaz au repos</u>	p. I-5
<u>33 - Ecoulement diphasé gaz-liquide</u>	p. I-5
<u>331 - Ecoulement à co-courant</u>	p. I-5
<u>332 - Ecoulement à contre-courant</u>	p. I-6
<u>333 - Engorgement</u>	p. I-6
<u>4 - CONCLUSIONS</u>	p. I-9

1 - DESCRIPTION DU POSTE D'ETUDE

La figure I.1 représente l'ensemble de notre installation qui comprend deux colonnes.

Une colonne cylindrique de 10 cm de diamètre constituée d'éléments en verre Pyrex E.I.V.S. et garnie d'anneaux Raschig de 6,4 mm ou 10,3 mm de diamètre nominal sur une hauteur voisine de 2 m.

Une deuxième colonne cylindrique constituée d'éléments en chlorure de polyvinyle transparent à section carrée de 20 cm de côté et garnie d'anneaux Raschig de 22 mm de diamètre nominal sur une hauteur de 2,72 m (tableau I.1).

Selon les recommandations de BAKER, CHILTON et VERNON [4] les diamètres respectifs de colonne D et de garnissage d ont été choisis de telle façon que le rapport D/d soit supérieur à 9 ou 10 pour que soit négligeable l'influence perturbatrice des parois, tant pour la perte de charge du gaz que pour la répartition du liquide au sein du garnissage.

Dans chaque cas, un arrosage uniforme du garnissage est assuré par un distributeur de liquide en forme de croix et comprenant un grand nombre de trous.

Un compresseur ROOTS capable de débiter $250 \text{ m}^3/\text{h}$ sous une pression de 0,6 atm. ou une pompe à anneau liquide SIHI pouvant fournir $340 \text{ m}^3/\text{h}$ sous une pression de 0,5 atm. alimente les colonnes en air. Un circuit fermé actionné par une pompe centrifuge permet l'emploi de liquides variés.

Sur chacun des circuits d'air et de liquide, un système de régulation de température permet d'obtenir des fluides à 20° à l'entrée des colonnes.

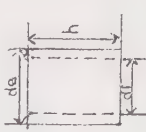
La mesure des débits s'effectue avec un compteur volumétrique ou des diaphragmes pour l'air et avec des rotamètres pour les liquides.

Ce dispositif permet de mesurer simultanément :

- la rétention du liquide par la méthode de collection du liquide en bas de colonne avec un temps d'égouttage de 10 minutes.
- les conductances électriques axiales et radiales du garnissage irrigué
- la distribution des temps de séjour dans la phase liquide par emploi d'un traceur
- la perte de charge subie par le courant gazeux circulant à co-courant ou à contre-courant du liquide dont la valeur est indiquée par un manomètre différentiel relié à deux tubes de PRANDTL respectivement disposés en-dessus et en-dessous du garnissage.

TABLEAU I.1

CARACTÉRISTIQUES des GARNISSAGES et des COLONNES

nature des anneaux Raschig	d i m e n s i o n s				spé- fique m ⁻¹ ag = $\frac{Ag}{Vg}$	diamètre: équiva- lent 10 ⁻³ .m	poro- sité ε %	nombre de particules par unité de volume m ⁻³ n = $\frac{1-\epsilon}{Vg}$	retention capillaire βc %	hauteur Z du gar- nissage m	diamètre D ou côté de la co- lonne 10 ⁻² .m	$\frac{D}{d}$
	d _e	d _i	h	d								
												
I												
Verre Pyrex (mouillable)	6,5	4,9	6,3	6,4	2918	2,13	70	3.325.725	3,6 (eau)	2.10	10	≈ 16
II												
Verre Pyrex (mouillable)	10,0	6,6	10,6	10,3	1360	4,41	67	702.870	4,1 (sol. isop.) 3,9 (eau) 4,5 (sol. saccha)	2.08	10	≈ 10
III												
Verre Pyrex siliconé (hydrofuge)	10,0	6,6	10,6	10,3	1360	4,41	69	660.085	1,4 (eau)	2.05	10	≈ 10
IV												
Polyéthylène (sensiblement mouillable)	21,5	14,9	22,5	22	688	3,72	73	63.630	2,3 (eau)	2,72	20	≈ 9

2 - CONDITIONS EXPERIMENTALES D'ETUDE

21 - Les garnissages

Les garnissages sont des anneaux Raschig de 10,3 mm et 6,4 mm en verre Pyrex et de 22 mm en polyéthylène. Pour certaines expériences afin d'obtenir un garnissage non mouillable, nous avons revêtu les anneaux de 10,3 mm d'une résine siliconée SI 1107. Les parois de la colonne circulaire ont subi le même traitement afin d'éviter un mouillage préférentiel de ces parois et réaliser ainsi l'équivalent d'un "miroir" parfait pour le liquide [5].

La porosité ϵ de chacun des garnissages est mesurée de la manière suivante : on remplit très doucement (afin de ne pas emprisonner de bulles d'air) la colonne contenant le garnissage, avec de l'eau, jusqu'à atteindre une hauteur que l'on repère. On soutire ensuite une certaine quantité d'eau. La connaissance de la nouvelle hauteur d'eau dans la colonne, du volume recueilli et de la rétention capillaire, permet d'en déduire la porosité du garnissage.

Les caractéristiques des garnissages et des colonnes utilisés sont reportées dans le tableau I.1.

22 - Propriétés physiques des fluides

Les liquides choisis ont des masses volumiques, des tensions superficielles et des viscosités très différentes. Ce sont respectivement de l'eau de ville adoucie par permutation, une solution aqueuse à 80 % d'isopropanol et une solution aqueuse à 70 % de saccharose. Leurs propriétés physiques sont reportées dans le tableau I.2.

Dans chaque cas, l'air constitue la phase gazeuse.

Nous avons pris les plus grandes précautions en ce qui concerne la filtration des fluides et l'utilisation d'eau adoucie pour éviter un dépôt de calcaire amenant un encrassement très rapide du garnissage modifiant ainsi en cours d'étude son état de surface.

TABLEAU I.2

PROPRIETES PHYSIQUES des LIQUIDES ETUDIES

Nature du liquide	Masse volumique $\rho_L \cdot 10^3 \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Viscosité : η_L $10^{-3} \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	Tension superficielle σ_L $10^{-3} \cdot \text{N} \cdot \text{m}^{-1}$
Eau	1	1	71,5
Solution aqueuse à 80 % d'isopropanol	0,87	3,35	27
Solution aqueuse à 70 % de saccharose	1,26	50	64,5

23 - Les débits de fluide

Les débits de liquide L varient dans un domaine compris entre 0 et 20 kg.m⁻².s⁻¹ environ. Pour chaque débit liquide, le débit gazeux augmente progressivement de 0 jusqu'à l'engorgement à contre-courant et jusqu'à 4 kg.m⁻².s⁻¹ au plus, à co-courant.

3 - PROPRIETES HYDRODYNAMIQUES des ECOULEMENTS des FLUIDES à TRAVERS le GARNISSAGE

Nous verrons successivement l'écoulement forcé de gaz à travers le garnissage, l'écoulement ruisselant de liquide et l'écoulement diphasé gaz-liquide.

31 - Ecoulement forcé de l'air

Cet écoulement est caractérisé par la perte de charge du gaz $\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ en fonction de son débit $G = \rho_G \cdot V_G$. De très nombreuses relations ont été proposées pour relier ces deux grandeurs et récemment comparées entre elles par KUEN YEN [6]. La formule généralement utilisée est celle d'ERGUN [7]

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = h_K \cdot \eta_G \cdot \frac{a_g^2 \cdot (1-\epsilon)^2}{\epsilon^3} \cdot V_G + h_B \cdot \frac{a_g \cdot (1-\epsilon)}{\epsilon^3} \cdot \rho_G \cdot V_G^2$$

dans laquelle h_K est la constante de KOZENY-CARMAN ($h_K = 4,5 \pm 0,5$) et h_B la constante de BURKE-PLUMMER ($h_B \neq 0,30$). Ces valeurs des constantes h_K et h_B ont été obtenues pour des empilements de corps convexes isométriques. L'expérience montre qu'elles ne conviennent pas pour les empilages de solide possédant un trou comme les anneaux Raschig. Mais en reportant graphiquement le rapport $\frac{\Delta H}{\Delta Z \cdot V_G}$ en fonction du débit G de gaz, les points expérimentaux se placent sur des droites (fig. I.2) dont les pentes et les ordonnées à l'origine permettent de calculer les valeurs de h_K et h_B pour chacun des garnissages de cette étude.

Les valeurs de ces coefficients, calculées par la méthode des moindres carrés sont reportées dans le tableau I.3.

TABLEAU I.3

garnissage	porosité $\epsilon \%$	Surface spécifique $a_g \text{ m}^{-1}$	constante h_K	constante h_B
a.R. 6,4 mm	70	2.818	8,5	0,509
a.R. 10,3 mm	67	1.360	11,3	0,555
a.R. siliconés 10,3 mm	69	1.360	16	0,482
a.R. 22 mm	73	688	39,9	0,871

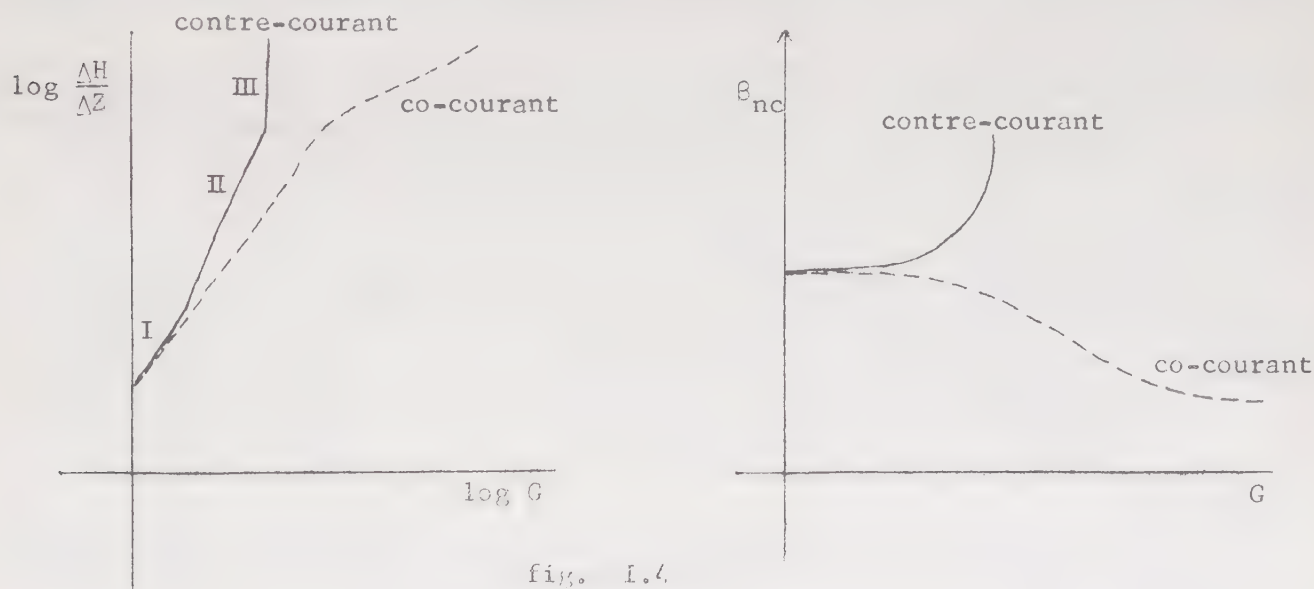
On constate que si h_B garde une valeur à peu près constante et dont l'ordre de grandeur est 0,5, il n'en est pas de même pour h_K . La valeur de ce coefficient peut en effet atteindre jusqu'à 9 fois celle qui fut préconisée par ERGUN. Ce fait a déjà été remarqué par de nombreux auteurs travaillant sur des empilements de particules percées de trous et à prédominance concave. L'amélioration proposée pour l'équation d'ERGUN par BRAUER [8] n'est pas encore suffisante (fig. I.3a, b et c) et le mieux consiste à garder la forme de l'équation d'ERGUN mais à utiliser des valeurs les coefficients h_K et h_B déterminées expérimentalement. C'est ce que nous verrons au chapitre V.

32 - Ecoulement ruisselant de liquide en présence de gaz au repos

Cet écoulement est caractérisé par le taux de rétention non capillaire, c'est-à-dire la quantité de liquide en mouvement dans le garnissage. Nous verrons au chapitre II que ses valeurs β_{nc} sont fonction du débit L et des propriétés physiques du liquide ainsi que des caractéristiques du garnissage.

33 - Ecoulement diphasé gaz-liquide

Les propriétés hydrodynamiques des écoulements à deux phases dans les colonnes à garnissage ont fait l'objet de nombreuses recherches. La plupart des études dont on trouvera une bibliographie très complète dans le travail de PROST [2] concernent l'écoulement à contre-courant à cause de son importance dans les réactions gaz-liquide et de sa meilleure efficacité de transfert par rapport à l'écoulement à co-courant. Ce dernier modèle d'écoulement fera l'objet du chapitre V. Nous ne rappellerons ici que les phénomènes fondamentaux. La figure I.4 présente les variations de la perte de charge et du taux de rétention non capillaire en fonction du débit gazeux pour un garnissage arrosé par un débit constant de liquide.



331 - Ecoulement à co-courant

Aux faibles débits gazeux, il existe peu d'interactions entre le gaz et le liquide, le taux de rétention non capillaire varie donc peu et la pente des courbes de perte de charge du gaz reste sensiblement la même que celle de l'écoulement monophasé de gaz sur le garnissage sec.

Lorsque le débit gazeux augmente, la texture du liquide est modifiée

par l'écoulement du gaz ce qui explique le point anguleux et le changement de pente des courbes de perte de charge. Simultanément le gaz entraîne le liquide et il s'en suit une diminution du taux de rétention non capillaire. Au voisinage du point anguleux, il apparaît une ségrégation longitudinale du gaz et du liquide qui se manifeste parfois visuellement, pour les petits diamètres de garnissage aux grands débits de liquide, par des bouchons alternés de gaz et de liquide de densité plus ou moins grande. Toutefois, les travaux de PROST [9] portant sur l'analyse des fluctuations de conductances autour d'un anneau Raschig isolé montrent que cette ségrégation existe également pour les autres débits de liquide.

332 - Ecoulement à contre-courant

Aux faibles débits gazeux, comme dans le cas de l'écoulement à co-courant, il existe une zone caractérisée par la constance du taux de rétention non capillaire et une pente des courbes de perte de charge égale à celle de l'écoulement monophasé du gaz sur le garnissage sec (fig. I.4 - Zone I). A partir d'un certain débit de gaz, le taux de rétention commence à s'accroître sous l'influence du frottement du gaz. (Point de charge). La perte de charge augmente rapidement dans la zone de charge (Zone II) et lorsque la région d'engorgement est atteinte, le système devient très instable ; cette zone apparaît dans nos expériences pour une valeur à peu près constante de la perte de charge. De faibles augmentations de débit produisent alors de forts accroissements de perte de charge et du taux de rétention (Zone III). Le liquide commence à s'accumuler surtout au sommet de la colonne et l'engorgement que nous allons étudier plus particulièrement au paragraphe suivant est obtenu. Sur les figures I.5 (a, b et c) et I.6 (a, b et c), nous présentons les résultats de perte de charge et du taux de rétention non capillaire, à co-courant et contre-courant, pour les anneaux Raschig de 6,4 et 22 mm ; les résultats relatifs au diamètre de référence 10,3 mm seront trouvés aux chapitres II et V.

333 - Engorgement

L'engorgement d'une colonne est une condition de fonctionnement qu'il est important de connaître car elle fixe le débit maximum de gaz à travers le garnissage.

Il se définit de deux façons :

graphiquement, comme étant le point à partir duquel, en coordonnées logarithmiques les courbes de perte de charge en fonction du débit de gaz, et pour un débit de liquide donné, deviennent presque verticales.

visuellement, par examen du garnissage en fonctionnement au sommet duquel se forme une couche de liquide écumeuse.

Les débits de gaz correspondant à ces deux définitions diffèrent de moins de 15 %.

Nous avons adopté la deuxième définition afin d'éviter en poussant trop loin les expériences de fluidiser partiellement les anneaux et par suite de modifier leur arrangement.

De nombreux auteurs ont tenté de relier le point d'engorgement à la nature du garnissage et aux paramètres caractéristiques des fluides. Parmi les multiples courbes ou relations empiriques présentées, la plus connue est celle de SHERWOOD et coll. [10] dont la forme améliorée par LOBO et coll. [11] relie graphiquement :

$$\frac{G^2}{\rho_L \cdot \rho_G \cdot \delta} \cdot \frac{a_g \cdot (1-\epsilon)}{\epsilon^3} \cdot \eta_L^{0,2} \text{ à } \frac{L}{G} \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{2}}$$

ZENZ et coll [12] ont modifié cette relation en portant en abscisse et en ordonnée respectivement les débits de gaz et de liquide rendant ainsi l'utilisation plus pratique.

Récemment ZENZ et LAVIN [13] ont même proposé une équation de leur courbe :

$$14,22 \cdot \left[\frac{G}{\sqrt{\rho_G \cdot d_L}} \cdot \sqrt{\frac{a \cdot (1-\epsilon)}{\epsilon^3}} \cdot \eta_L^{0,2} \right]^{1/2} + 10,43 \cdot \left[\frac{L}{\rho_L} \cdot \sqrt{\frac{a \cdot (1-\epsilon)}{\epsilon^3}} \cdot \eta_L^{0,2} \right]^{1/2} = 18,9$$

avec la zone où se situent la plupart des résultats de la littérature concernant les colonnes à garnissage.

Sur la figure I.7 nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec les trois courbes de ces auteurs. Bien que tous les points se répartissent dans la zone prédite, l'accord n'est pas très satisfaisant et il semble toutefois que la courbe de LOBO et coll. donne les meilleurs résultats.

Par ailleurs récemment l'analyse dimensionnelle a conduit MERSMANN [14] à proposer une relation entre une épaisseur de film réduite :

$$\left(\frac{v_L}{g^2} \right)^{1/3} \cdot \frac{L(1-\epsilon)}{\rho_L \cdot \epsilon \cdot d_g}$$

et la perte de charge dans le garnissage sec correspondant à la vitesse du gaz dans les conditions de l'engorgement.

A partir de cette perte de charge, la vitesse du gaz à l'engorgement peut se calculer par une formule d'ERGUN modifiée, ou par la formule de BRAUER ou même par des tables proposées par MERSMANN.

La comparaison avec nos points expérimentaux (fig. I.8) montre une discordance importante pour les liquides de viscosité et de tension superficielle différentes de l'eau et pour les petits diamètres de garnissage, ces discordances étant pratiquement l'inverse de celles avec les autres auteurs (fig. I.7 et I.8). Il apparaît ainsi que pour les mêmes résultats expérimentaux, l'une des corrélations peut permettre de prévoir presque exactement les résultats alors que l'autre donne lieu à des divergences et inversement. Cela peut s'expliquer par le fait que dans ces relations, il n'a pas été pris en considération des grandeurs comme la tension superficielle, le rapport $\frac{Z}{D}$, la mouillabilité du garnissage

De plus, et c'est ce qui nous semble le plus important, aucune des corrélations précédentes ne tient compte du fait qu'expérimentalement pour chaque système, l'engorgement est obtenu pour une perte de charge à peu près constante.

C'est pourquoi l'équation de MINARD et WINNING [15] :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} \cdot \frac{1}{\rho_L \cdot d \cdot \epsilon} \cdot \left(\frac{d}{a_g} \right)^{1/3} \cdot \eta_L^{0,1} = 0,292 \cdot 10^{-3}$$

qui tient compte de ce fait et qui relie la perte de charge à l'engorgement avec

les paramètres caractéristiques du garnissage et du liquide rend finalement le mieux compte de nos résultats expérimentaux (tableau I.4).

TABLEAU I.4

Garnissage	Liquide	$\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ expérimental $\frac{m.CE}{m}$	$\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ prédit par l'équation de MINARD et WINNING $\frac{m.CE}{m}$
a.R. 6,4 mm	eau	0,16 - 0,20	0,19
a.R. 10,3 mm	eau	0,20 - 0,25	0,21
a.R. siliconés 10,3 mm	eau	0,25	0,21
a.R. 10,3 mm	sol. d'isopropanol	0,15 - 0,25	0,15
a.R. 10,3 mm	sol. de saccharose	0,30	0,17
a.R. 22 mm	eau	0,25 - 0,30	0,30

4 - CONCLUSION

Après la succincte étude générale que nous venons de faire sur l'hydrodynamisme des colonnes, nous sentons que la perte de charge du gaz et le taux de rétention du liquide sont des grandeurs trop globales pour déterminer les phénomènes complexes qui se passent au sein du garnissage.

Pour analyser plus profondément ce problème, il faut remonter notamment à l'étude de la texture du liquide dans le milieu poreux lui-même ainsi qu'à la distribution des temps de séjour des éléments de liquides : c'est ce que nous allons proposer dans les chapitres suivants.

NOTATIONS

a_g	Aire spécifique d'un anneau Raschig, m^{-1} .
d	Diamètre nominal d'un anneau Raschig, m.
d_g	Diamètre équivalent d'un anneau Raschig (diamètre de la sphère qui a la même surface spécifique), m.
D	Diamètre ou côté de la colonne, m.
g	Accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$.
G	Débit spécifique massique de gaz, $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
h_K, h_B	Constantes de l'équation d'ERGUN.
L	Débit spécifique massique de liquide, $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
V_G	Vitesse superficielle du gaz ($G = \rho_G.V_G$) $m.s^{-1}$.
Z	Hauteur du garnissage, m.
$\frac{\Delta H}{\Delta Z}$	Perte de charge du gaz $\frac{m.CE}{m}$.
β_{nc}	Taux de rétention non capillaire du liquide.
ϵ	Porosité du garnissage.
η	Viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$.
ν	Viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$.
ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$.
σ	Tension superficielle, $N.m^{-1}$.

REFERENCES CITEES

- [1] LESPINASSE B., Thèse Université de Nancy (1962)
- [2] PROST C., Thèse Université de Nancy (1965)
- [3] COLAS J.F., Thèse Université de Nancy (1966)
- [4] BAKER T., CHILTON T.H. et VERNON M.C., Trans. Am. Inst. Chem. Engrs.,
1935, 31, 296
- [5] CIHLA Z., SCHMIDT O., Coll. Czechoslov. Chem. Commun., 1957, 22, 896
- [6] KUEN YEN I., Chem. Eng., 1967, 13, 173
- [7] ERGUN S., ORNING - Ind. Eng. Chem., 1949, 41, 1179
- [8] BRAUER H., Chem. Ing. Tech., 1957, 12, 785
- [9] PROST C., Chem. Eng. Sci., 1967, 22, 1283
- [10] SHERWOOD T.K., SHIPLEY G.H. et HOLLOWAY F.A.L., Ind. Eng. Chem., 1935, 30,
765
- [11] LOBO E.W., FRIEND L., HASHMALL F. et ZENZ F., Trans. Am. Inst. Chem. Engrs.,
1945, 41, 693
- [12] ZENZ F.A., ECKERT R.A., Petrol. Ref. 1961, 40, 130
- [13] ZENZ F.A., LAVIN R.E., Petrol. Ref. 1965, 44, 121
- [14] MERSMAN A., Chem. Ing. Tech., 1965, 3, 28
- [15] MINARD G.W., WINNING M.D., Can. Jour. Chem. Eng., 1957, 35, 39

CHAPITRE II

ETUDE DE LA RETENTION DU LIQUIDE : REPRESENTATION DE
SA TEXTURE PAR UN MODELE A FILMS, FILETS ET GOUTTES

Dans ce chapitre, nous allons étudier plus particulièrement les grandeurs qui vont nous permettre de caractériser la texture de la phase liquide que l'on déterminera ensuite à l'aide d'un modèle à trois paramètres : fractions volumiques de liquide respectivement sous la forme de films, de filets et de gouttes.

La méthode consiste à mesurer simultanément pour chaque débit liquide et chaque débit gazeux, le taux de rétention du liquide, et les conductances électriques apparentes, axiales et radiales, du garnissage irrigué, la phase liquide étant seule conductrice.

De nombreuses mesures sont effectuées sur des garnissages de plusieurs dimensions, mouillables et non mouillables, en variant la viscosité et la tension superficielle du liquide, l'air constituant toujours la phase gazeuse.

Les résultats, présentés sur des diagrammes triangulaires, montrent l'évolution de la texture du liquide avec le débit des fluides et leur sens relatif d'écoulement.

PLAN

<u>1 - INTRODUCTION</u>	p. II-1
<u>2 - LES GRANDEURS MESUREES</u>	p. II-1
<u>21 - Rétention de liquide</u>	p. II-2
<u>22 - Surface mouillée du garnissage</u>	p. II-2
<u>23 - Conductance électrique apparente du garnissage irrigué</u>	p. II-3
<u>231 - Travaux de GRIMLEY</u>	p. II-3
<u>232 - Travaux de PROST et LE GOFF</u>	p. II-3
<u>3 - DISPOSITIF ELECTRIQUE DE MESURE DES CONDUCTANCES ELECTRIQUES</u>	p. II-4
<u>31 - Cellules verticales</u>	p. II-4
<u>32 - Cellules horizontales</u>	p. II-5
<u>4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	p. II-5
<u>41 - Rétention de liquide</u>	p. II-5
<u>411 - Rétention capillaire</u>	p. II-5
<u>412 - Rétention non capillaire</u>	p. II-6
<u>4121 - Ecoulement ruisselant de liquide en présence de gaz au repos</u>	p. II-6
<u>4122 - Ecoulement diphasé gaz-liquide</u>	p. II-9
<u>42 - Conductances électriques du garnissage irrigué</u>	p. II-9
<u>5 - PRESENTATION D'UN MODELE DE TEXTURE DU LIQUIDE</u>	p. II-10
<u>51 - Généralités sur les modèles à empilement cubique</u>	p. II-10
<u>52 - Le modèle à "FILMS-FILETS-GOUTTES"</u>	p. II-11
<u>521 - Morphologie de la cellule élémentaire</u>	p. II-11
<u>522 - Technique expérimentale de mesure des conductances du modèle</u>	p. II-12
<u>523 - Présentation des résultats</u>	p. II-12
<u>524 - Critiques et améliorations théoriques du modèle</u>	p. II-13

<u>6 - TEXTURE DE LA RETENTION DE LIQUIDE DANS LA COLONNE</u>	p. II-14
<u>61 - Ecoulement ruisselant de liquide en présence de gaz au repos</u>	p. II-14
<u>611 - Influence du diamètre de garnissage</u>	p. II-14
<u>612 - Influence du mouillage du garnissage</u>	p. II-14
<u>613 - Influence de la viscosité du liquide</u>	p. II-15
<u>62 - Ecoulement diphasé gaz-liquide</u>	p. II-16
<u>621 - Ecoulement à co-courant</u>	p. II-16
<u>622 - Ecoulement à contre-courant</u>	p. II-17
<u>7 - CONCLUSIONS</u>	p. II-19

1 - INTRODUCTION

A cause de la complexité des phénomènes qui interviennent dans les colonnes à garnissage, la plupart des auteurs présentent des relations empiriques, semi-empiriques ou des abaques qui permettent notamment de prévoir la perte de charge du courant gazeux, la rétention de liquide, les débits maximaux à l'engorgement et l'efficacité du transfert de matière, avec une approximation suffisante pour les conditions de fonctionnement recherchées industriellement [1]. Mais peu de publications, à notre connaissance, expliquent les phénomènes de base régissant l'hydrodynamique et les divers transferts de chaleur, de matière et de quantité de mouvement dans ces colonnes. Toutefois de nombreux auteurs s'accordent pour reconnaître le rôle prépondérant de la texture du liquide au sein même de garnissage notamment quand la résistance au transfert de matière est localisée dans la phase liquide ; cela apparaît clairement dans l'expression fondamentale du flux de soluté φ de la phase gazeuse à la phase liquide :

$$\varphi = K \cdot a_{GL} \cdot (c' - c'*)$$

où K est la conductance de transfert, a_{GL} l'aire spécifique d'interface gaz-liquide et $(c' - c'*)$ la force motrice. En effet, les termes K et a_{GL} sont fonction de la répartition du liquide sur le garnissage. On conçoit par exemple, que la conductance de transfert prenne une grande valeur pour une distribution de liquide sous forme de filets turbulents. Inversement, c'est l'aire spécifique d'interface qui serait très grande dans le cas de films uniformément distribués sur les corps de remplissage ou encore de gouttes statiques ou mobiles.

On voit ainsi apparaître les trois sortes de textures idéales que l'on peut imaginer a priori pour le liquide dans une colonne à garnissage : des films, des filets et des gouttes. En réalité la texture du liquide est sans doute plus complexe, mais nous supposons qu'elle peut être assimilée à un mélange de ces trois formes.

Nous nous proposons alors de déterminer quelles sont, à chaque instant, les fractions volumiques de liquide qui, sur le garnissage, s'écoulent respectivement sous la forme de films, de filets et de gouttes.

2 - LES GRANDEURS MESUREES

De nombreux auteurs ont déjà essayé de caractériser la texture du liquide qui s'écoule à travers le garnissage d'une colonne d'absorption. Mais, pour la plupart, ils ne disposaient pas d'un nombre suffisant d'informations expérimentales pour en faire une description détaillée.

Les grandeurs généralement mesurées sont :

- la rétention de liquide
- la surface mouillée du garnissage
- la conductance électrique apparente du garnissage irrigué.

21 - Rétention de liquide

Si V est le volume total de la colonne garnie, ϵ la porosité, c'est-à-dire la fraction de ce volume qui est vide, β le taux de rétention, c'est-à-dire la fraction de volume vide qui est occupée par le liquide, la rétention de liquide est le volume $V \cdot \epsilon \cdot \beta$. On peut la déterminer de diverses manières :

a) par pesée de toute la section de colonne contenant le garnissage [2, 3].

b) par mesure du volume de liquide non retenu dans le garnissage lorsqu'une quantité connue de liquide s'écoule en circuit fermé à travers l'appareil [4].

c) par absorption d'un rayonnement électromagnétique, le liquide étant seul opaque au rayonnement [5].

d) par détermination du temps de séjour moyen du liquide dans le garnissage au moyen d'un traceur [6].

e) par mesure de la conductance électrique apparente du garnissage irrigué le liquide étant seul conducteur [10].

Mais cette conductance n'est fonction que de la fraction de rétention qui est continue d'une électrode à l'autre. Et encore, cette fonction est inconnue à priori, comme nous le verrons plus loin.

f) par collection du liquide en bas de la colonne après avoir interrompu rapidement et simultanément l'arrivée et le départ des fluides respectivement à l'entrée et à la sortie de la colonne [7, 9]. L'expérience [7] montre qu'un temps de collection de 10 minutes est suffisant pour recueillir sous le garnissage ce qu'on appelle la rétention non capillaire $V \cdot \epsilon \cdot \beta_{nc}$. En effet, au bout de 10 minutes, le garnissage reste encore imprégné d'une certaine quantité de liquide, indépendante du débit d'arrosage antérieur, et qu'on appelle : rétention capillaire $V \cdot \epsilon \cdot \beta_c$. Elle est principalement localisée aux points de contact des éléments de remplissage et on peut l'évaluer indépendamment sur un élément de colonne en pesant le garnissage sec, puis mouillé.

Remarque :

La plupart des auteurs ont coutume d'appeler les taux de rétention capillaire β_c et non capillaire β_{nc} , respectivement taux de rétention statique et dynamique. Nous avons préféré changer cette appellation car elle peut prêter à confusion : en effet, lorsque le liquide s'écoule dans le garnissage, il n'est pas possible de distinguer deux sortes de rétention. Même s'il existe des zones stagnantes, elles ne correspondent pas forcément à la rétention capillaire.

22 - Surface mouillée du garnissage

La rétention de liquide à elle seule ne donne aucun renseignement sur la répartition de cette phase au sein du garnissage. Pour connaître celle-ci, il est en effet nécessaire de mesurer simultanément d'autres grandeurs.

Ainsi, un certain nombre d'auteurs ont déterminé la fraction de surface du garnissage, mouillée par le liquide [11, 13].

Leur technique consiste à utiliser un liquide coloré [11] ou à mesurer la vitesse de vaporisation du garnissage dont les particules sont volatiles [12, 13].

Les résultats de ces mesures, d'ailleurs très dispersés permettent par exemple de connaître l'épaisseur moyenne du film, si l'on suppose que le liquide s'écoule uniquement sous cette forme.

Mais ce sont encore les mesures de conductance électrique qui, effectuées dans certaines conditions au sein du garnissage vont donner les informations les plus complètes.

23 - Conductance électrique apparente du garnissage irrigué

La méthode consiste à placer des électrodes ne perturbant pas les phénomènes hydrodynamiques dans la colonne et à mesurer la conductance électrique apparente du garnissage irrigué, la phase liquide étant seule conductrice.

Nous ne parlerons pas ici des mesures locales de conductance qui ont permis d'étudier les fluctuations de texture du liquide [14] et la répartition de ce liquide au sein du garnissage [15].

231 - Travaux de GRIMLEY

GRIMLEY [10] introduisit le premier la conductance électrique comme moyen de mesure de la rétention.

Dans une colonne de faible dimension 66 cm de haut et 7,7 cm de diamètre, garnie d'anneaux Raschig en grès de différentes dimensions, il disposait deux couches d'anneaux Raschig en aluminium connectées à un pont de Wheatstone, alimenté en courant alternatif. Si c_s est la conductance mesurée lorsque la colonne garnie est pleine d'eau, et c la conductance pour un certain débit liquide, la conductance relative $C_s = \frac{c}{c_s}$ est d'après GRIMLEY, proportionnelle à la fraction de section droite de colonne occupée par le liquide, c'est-à-dire au taux de rétention β . GRIMLEY appliquait ainsi à un volume garni, la méthode qu'il avait déjà utilisée pour la mesure de l'épaisseur d'un film s'écoulant sur un plan ou dans un tube vide en mesurant la résistance électrique entre deux électrodes collées à la paroi. Il faut remarquer que cette méthode ne serait valable qu'après un étalonnage et seulement si la rétention de liquide est continue. Autrement dit, elle ne tient pas compte d'un écoulement possible sous forme de gouttes.

Dans le cas général, pour obtenir des renseignements sur la texture du liquide, il est nécessaire de mesurer simultanément la rétention β et les conductances électriques du garnissage irrigué suivant deux directions perpendiculaires. Cette technique fut mise au point, il y a quelques années dans notre laboratoire [16].

232 - Travaux de PROST et LE GOFF

Ces auteurs ont introduit deux grandeurs, à savoir :

- la conductance électrique relative axiale C_a du garnissage irrigué, mesurée parallèlement à l'écoulement à l'aide d'électrodes situées à l'intérieur du garnissage.

- la conductance électrique relative radiale C_r du garnissage irrigué, mesurée perpendiculairement à l'écoulement à l'aide d'électrodes collées à la paroi.

Une interprétation grossière des résultats obtenus consiste à supposer que le liquide s'écoule sous forme de filets plus ou moins interconnectés et plus ou moins tortueux. Alors, la conductance axiale C_a renseigne sur la tortuosité T des filets tandis que le rapport $\frac{C_r}{C_a}$ représente en quelque sorte leur degré d'interconnexion. L'expérience montre qu'en première approximation, le facteur de tortuosité moyen des filets

$$\tau = \frac{C_r}{C_a}$$

est constant et égal à la tortuosité propre des pores du garnissage de la colonne.

En fait, comme nous le verrons, au § 5 après avoir décrit le dispositif électrique de mesure, les trois informations expérimentales ρ , C_a et C_r sont précisément les trois grandeurs qui vont nous servir à caractériser plus complètement le liquide sous la forme d'un mélange ternaire de films, de filets et de gouttes.

3 - DISPOSITIF ELECTRIQUE DE MESURE DES CONDUCTANCES ELECTRIQUES

Il comprend trois cellules de mesure disposées dans la section d'étude de chaque colonne à l'intérieur du garnissage (fig. II.1). Deux servent à déterminer la conductance électrique axiale (parallèlement à l'écoulement) en bas et en haut de la colonne : nous les appellerons cellules verticales ; la troisième, au centre donne la conductance électrique radiale (perpendiculairement à l'écoulement) : ce sera la cellule horizontale.

31 - Cellules verticales

Chaque cellule verticale comprend trois électrodes horizontales identiques et équidistantes formées par des couches d'anneaux Raschig en acier, en cuivre ou métallisés par argenture, identiques à ceux des garnissages utilisés. L'appareil de mesure est un conductimètre TACUSSEL type CD 6 qui applique aux bornes de la cellule une tension alternative sinusoïdale de fréquence 50 Hz et de valeur efficace 100 m V. Cet appareil exige la mise à la terre d'un pôle de la cellule. Les deux électrodes extrêmes sont donc reliées à la terre, celle du centre étant au potentiel v . Ainsi, les lignes de courant sont en quelque sorte "enfermées" au sein de la cellule.

Les connexions avec l'extérieur de la colonne sont assurées, pour chaque électrode, par une couronne plate de cuivre sur laquelle sont soudés des anneaux métalliques ou argentés (fig. II.2). A l'extérieur sont soudés les fils reliant les électrodes au conductimètre.

Dans la colonne circulaire, il nous a semblé intéressant de varier la distance inter-électrodes des cellules verticales. Aussi nous avons placé en

haut de la colonne une petite cellule en polychlorure de vinyle dans laquelle la distance inter-électrodes est de 30 mm permettant ainsi de mesurer les conductances à des distances correspondant à deux ou trois épaisseurs d'anneaux Raschig. Les dimensions des autres cellules sont reportées sur la figure II.2. Afin d'avoir une répartition stable de liquide, les électrodes supérieures des cellules du haut et les électrodes inférieures des cellules du bas sont placées à des distances notables des extrémités du garnissage évitant ainsi les effets de bout.

32 - Cellules horizontales

Chaque cellule horizontale est constituée par deux plaques de cuivre collées sur les parois de la colonne (fig. II.2). La hauteur des plaques est telle que les fuites de courant vers l'extérieur de la cellule soient les plus faibles possible [9]. La liaison avec le conductimètre est assurée par des fils soudés à chaque plaque et traversant un joint épais de la colonne. Les conductances mesurées à l'aide de ce dispositif sont alors exprimées sous forme adimensionnelle de la manière suivante :

$$C_a = \frac{\text{conductance apparente axiale du garnissage irrigué}}{\text{conductance propre de la phase liquide}}$$

et

$$C_r = \frac{\text{conductance apparente radiale du garnissage irrigué}}{\text{conductance propre de la phase liquide}}$$

4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

41 - Rétention de liquide

Notre méthode de mesure de la rétention amène à distinguer les rétentions capillaire et non capillaire.

411 - Rétention capillaire

Un garnissage qui a été parcouru par un liquide en retient toujours une certaine quantité appelée rétention capillaire (voir § 21).

Pour une même forme des éléments de garnissage cette rétention dépend de la nature du matériau, de la dimension des particules, de leur état de surface et de la nature du liquide (tableau I.1).

Par ailleurs, l'expérience montre que la conductance électrique d'un garnissage complètement mouillé et en l'absence d'écoulement liquide, est constamment nulle. La rétention capillaire se trouve donc sous forme de domaines isolés probablement localisés aux points de contact des particules.

La figure II.3 donne les variations du taux de rétention capillaire $c \cdot \beta_c$ (c'est-à-dire ramené au volume total du garnissage) en fonction du nombre d'EÖTVOS

$$Eö = \frac{\rho_L \cdot g \cdot d^2}{\sigma_L}$$
, pour nos résultats et ceux récemment publiés dans la littérature [2, 3, 22 - 24].

Pour des valeurs du nombre d'EÖTVOS supérieures à 50 (cas des anneaux Raschig de 22 mm), le taux de rétention capillaire varie approximativement comme d^{-2} . Cette variation s'explique par le fait qu'une quantité maximale de liquide est retenue à chaque point de contact des particules [20,21].

Pour les valeurs plus faibles du nombre d'EÖTVOS (cas des anneaux Raschig de 6,4 mm et 10,3 mm), les points de contact sont plus rapprochés, et par suite, ils ne sont plus indépendants les uns des autres : il en résulte qu'une partie des gouttes retenues coalescent puis s'écoulent par drainage tandis qu'une plus grande fraction de surface solide est recouverte de liquide [21].

La rétention capillaire dépend alors moins du diamètre des particules (variation comme d^{-1} [22]) pour en devenir à la limite presque indépendante [21].

Remarque :

L'interprétation précédente ne tient pas compte de la tension interfaciale liquide-solide c'est-à-dire encore, du mouillage du garnissage. Or, cette grandeur semble avoir beaucoup d'influence sur la rétention capillaire. Le tableau I.1 et la figure II.3 montrent en effet, qu'en siliconant les anneaux Raschig de 10,3 mm, on fait passer leur rétention capillaire relative à l'eau, de la valeur 3,9 % à 1,4 % seulement.

412 - Rétention non capillaire

Il existe une bibliographie considérable relative au taux de rétention non capillaire [2, 9, 22-33]. Sa valeur dépend à la fois des débits liquide et gazeux et de leur sens respectif d'écoulement.

4121 - Ecoulement ruisselant de liquide en présence de gaz au repos ($G = 0$)

Dans ce cas, les auteurs sont en général d'accord pour relier le taux de rétention β_{nc} au débit liquide L , par la relation :

$$\beta_{nc} = A \cdot L^a$$

dans laquelle :

- A est une fonction du diamètre équivalent du garnissage et des propriétés physiques du liquide

- a est une fonction du type et de l'état de surface du garnissage

De fait, nos résultats expérimentaux reportés sur la figure II.4, vérifient une telle relation. Les valeurs correspondantes de A et de a sont contenues dans le tableau II.1.

TABLEAU II.1

VALEURS EXPERIMENTALES de Δ et a

Caractéristiques du garnissage d'an- neaux Raschig	Nature du liquide	$\Delta \times 10^2$	a
$d = 6,4$ mm Verre Pyrex	eau	4,83	0,66
$d = 10,3$ mm Verre Pyrex	eau	3,67	0,67
	sol. d'isopropanol	4,22	0,68
	sol. de saccharose	7,46	0,67
$d = 10,3$ mm Verre Pyrex siliconé	eau	1,96	0,78
$d = 22$ mm polyéthylène	eau	1,15	0,82

A par quelques équations purement empiriques, la plupart des relations les plus récentes peuvent se mettre sous la forme générale (tableau II.2) :

$$\beta_{nc} = B. Re^a. Gr^b \times F(s) \quad (2)$$

dans laquelle :

B = constante

$$Re = \frac{L}{N^{1/3} \cdot \eta_L} \text{ (critère de REYNOLDS)}$$

$$Gr = \frac{\rho_L^2 \cdot g}{N \cdot \eta_L^2} \text{ (critère de GRASHOFF)}$$

$F(s)$ = fonction spéciale de correction

Les 3 premières relations sont semi-empiriques et proviennent à la fois de l'expérience et de l'analyse dimensionnelle. Celle de DAVIDSON a été obtenue théoriquement en considérant que le liquide s'écoule sous forme de films laminaires sur le garnissage assimilé à de petites surfaces planes inclinées au hasard. Récemment, BUCHANAN [30], reprenant ce dernier modèle, compléta le

TABLEAU II.2

	B	a	b	F(s)
OTAKE et OKADA [26] (pour $Re > 10$)	1,295	0,676	-0,44	$a_g \cdot \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon} \cdot d \cdot N_o^{-0,215}$
VARRIER et RAO [27]	7,12	0,67	-0,44	$\frac{1}{\epsilon}$
MOHUNTA et LADDHA [28]	16,13	0,75	-0,5	$\frac{1}{\epsilon} \times (N \cdot d_g^3)^{-0,5}$
DAVIDSON [29]	7,65	0,33	-0,33	$\frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\alpha_{SL} \cdot a_g \cdot (1-\epsilon)}{NC,33} \right]^{1,33}$

travail de DAVIDSON en ajoutant, à chaque point de contact des éléments de garnissage une certaine turbulence dans les films liquides.

Parmi ces relations, et bien que Re ne soit pas toujours supérieur à 10, c'est celle d'OTAKE et OKADA qui, dans l'ensemble donne le meilleur accord avec nos résultats à ± 25 % près (fig. II.5).

Il est en effet difficile d'obtenir une meilleure précision avec des garnissages de mouillabilité différente car aucune des équations précédentes n'en tient compte.

En particulier, les prévisions sont assez médiocres pour les garnissages hydrofuges.

Ceux-ci se caractérisent par une valeur élevée de l'exposant a , voisine de 0,8. Cette même valeur a été obtenue par GARDNER [31] avec un écoulement d'eau à travers un lit de coke siliconé. WARNER [32] et récemment STANDISH [33] étudiant des écoulements de métaux liquides comme le mercure dans des lits d'anneaux Raschig en acier, en porcelaine et en carbone trouve cet exposant proche de 1.

D'une façon générale, pour une forme donnée de garnissage, le coefficient a ne dépend que de l'état de surface et il augmente avec le non-mouillabilité (tableau II.1).

Au chapitre IV nous étudierons plus particulièrement l'écoulement ruisselant d'un liquide à travers le garnissage. En tenant compte de la

texture du liquide et suivant le régime d'écoulement, nous justifierons des valeurs de α comprises entre 0,33 et 0,86.

4122 - Ecoulement diphasé gaz-liquide

Pour un débit liquide donné, lorsque le débit gazeux augmente, les variations correspondantes du taux de rétention non capillaire sont reportées sur la figure II.6 : il s'agit de l'écoulement diphasé eau-air à travers le garnissage de 10,3 mm.

- à contre-courant la rétention dynamique demeure constante jusqu'au point de charge puis croît brusquement jusqu'à l'engorgement sous l'effet du frottement gazeux.

- à co-courant la rétention d'abord constante décroît ensuite rapidement avec l'apparition de l'écoulement pulsé pour redevenir à peu près constante ou légèrement décroissante.

Il est facile de se rendre compte sur cette figure combien l'engorgement peut restreindre le domaine du contre-courant. D'autre part, on constate qu'à co-courant, la rétention est toujours inférieure à celle mesurée à contre-courant pour le même débit d'air.

Ces conclusions sont valables quels que soient la nature du système gaz-liquide et le diamètre du garnissage.

Les figures II.7, 8 et 9 montrent respectivement l'influence de la viscosité du liquide, du mouillage et du diamètre du garnissage.

La rétention non capillaire augmente avec la viscosité ; un garnissage hydrofuge sur lequel le liquide ne peut s'étendre a une rétention plus faible ; enfin, la rétention augmente quand la dimension du garnissage diminue c'est-à-dire lorsque les passages offerts au liquide deviennent plus étroits.

42 - Conductances électriques du garnissage irrigué

Nous avons reporté sur les figures II.10 et 11, les valeurs respectives des conductances axiales C_a et radiales C_r mesurées sur le garnissage de 10,3 mm dans les mêmes conditions que la rétention reportée sur la figure II.6. On constate une grande analogie entre ces diverses courbes. Par ailleurs, les conductances axiales C_a mesurées en haut et en bas de la colonne, étant très peu différentes, nous ne les distinguerons pas. Cela prouve une répartition uniforme du liquide dans la colonne.

Les conductances radiales C_r sont en général inférieures de 30 % à 100 % aux conductances axiales ce qui révèle une texture anisotrope du liquide dans la colonne. Les fluctuations de texture dues à l'écoulement pulsé à co-courant sont représentées par des segments de droite. Pour tous les autres systèmes gaz-liquide, nous avons obtenu des résultats analogues, et les conclusions relatives aux rétentions sont également valables pour les conductances.

L'ensemble de ces résultats de rétention et de conductances électriques va maintenant nous permettre de caractériser la texture du liquide.

5 - PRESENTATION D'UN MODELE DE TEXTURE DU LIQUIDE

51 - Généralités sur les modèles à empilements cubiques

A l'intérieur d'un volume unitaire d'une colonne dont le garnissage possède une porosité ϵ , trois phases sont en présence :

- le solide poreux de volume $1 - \epsilon$ constituant le garnissage
- la phase liquide de volume $\epsilon \cdot \beta$
- enfin, la phase gazeuse de volume $\epsilon \cdot (1 - \beta)$

Nous avons vu au § 1 que l'on peut imaginer trois états limites du liquide dans le garnissage :

- les gouttes séjournant dans les alvéoles du garnissage et progressant par bonds discontinus.
- les filets indépendants à section et débit constants s'écoulant dans les chemins préférentiels [15, 17, 18, 19, 34].
- les films uniformément répartis sur les parois du garnissage [10, 29, 30].

En fait l'état réel de la phase liquide est probablement intermédiaire entre ces trois cas limites et en première approximation on peut supposer que le liquide s'écoule sous la forme d'un mélange ternaire de films, de filets et de gouttes. Comment peut-on exploiter les résultats de mesure des rétentions de liquide et des deux conductances axiale et radiale du garnissage irrigué pour déterminer la texture du liquide et les fractions de la rétention β qui se trouvent respectivement sous forme de films β_m , de filets β_f et de gouttes β_o ?

Pour cela, appliquons la méthode de représentation de la texture des systèmes diphasés déjà proposés par plusieurs auteurs [35 - 38].

Cette méthode consiste à assimiler le milieu diphasé à un empilement de cellules cubiques élémentaires, toutes identiques les unes aux autres. Le volume de chaque cellule se compose d'une fraction conductrice $\epsilon \cdot \beta$ (liquide) et d'une fraction isolante $1 - \epsilon \cdot \beta$ (garnissage + gaz). La figure II.12 présente les 3 motifs isotropes (au moins suivant trois directions perpendiculaires) que l'on peut imaginer a priori pour représenter la phase conductrice dans la cellule élémentaire.

- dans le premier motif cette phase est dispersée en domaines séparés au sein d'une phase continue non conductrice. Nous parlerons de gouttes de sorte que la conductance électrique entre deux faces opposées du cube est nulle.

- dans le deuxième motif, cette phase est constituée par une réticulation isotrope de filets. La courbe correspondante représentant les variations de la conductance relative C du cube en fonction de la fraction de volume conductrice $\epsilon \cdot \beta = \epsilon \cdot \beta_f$ est reportée sur la figure II.13 : c'est la courbe de réticulation isotrope de filets conducteurs. On voit en particulier que si le volume des filets est suffisamment petit, un seul filet sur trois sert à transporter le courant. Par suite, la conductance relative du cube est :

$$C = \frac{\epsilon \cdot \beta_f}{3}$$

C'est l'équation de la tangente à l'origine de la courbe.

- dans le troisième motif, la phase conductrice est constituée par une réticulation isotrope de films. Ce motif est complémentaire du premier en ce sens que la phase conductrice est continue et qu'elle contient des domaines séparés de la phase isolante. La variation de la conductance relative C , avec la fraction de volume conductrice $\epsilon.\beta = \epsilon.\beta_m$ est donnée par la courbe de réticulation isotrope de films conducteurs (fig. II.13). Lorsque le volume des films est suffisamment petit, deux films sur trois servent à transporter le courant et la conductance relative du cube est :

$$C = \frac{2}{3} \epsilon.\beta_m$$

C'est l'équation de la tangente à l'origine de la courbe.

Si la rétention de liquide dans le garnissage était représenté par l'un ou par l'autre de ces motifs ou même par une combinaison des trois, telle que par exemple :

$$\epsilon.\beta = \epsilon.\beta_o + \epsilon.\beta_\lambda + \epsilon.\beta_m \quad (3)$$

on observerait toujours l'égalité des deux conductances $C_a = C_r = C$ (modèles isotropes). La variation de C avec $\epsilon.\beta$ serait représentée par une courbe partant de l'origine et se terminant pour $\beta = 1$ au point représentant la texture propre de l'empilement d'anneaux Raschig (fig. II.13).

Mais dans le cas d'une colonne à garnissage, nous avons vu que les conductances C_a et C_r diffèrent notablement. Par suite, ces modèles isotropes ne peuvent pas convenir.

Nous avons donc imaginé un nouveau modèle qui présente une certaine anisotropie et qui tient compte à la fois des textures de films, de filets et de gouttes.

52 - Le modèle à "FILMS-FILETS-GOUTTES"

521 - Morphologie de la cellule élémentaire

La morphologie de la cellule cubique élémentaire est présentée sur la figure II.14. Elle comprend des films perpendiculaires d'épaisseur réduite x , et des filets verticaux de diamètre réduit y .

Plus exactement nous appellerons "films" la fraction $\epsilon.\beta_m$ du liquide qui est isotrope et continue, c'est-à-dire celle qui mouille de façon comparable les diverses faces des corps du garnissage en les enrobant complètement :

$$\epsilon.\beta_m = x.[1 + (1-x)(2-x)] \quad (4)$$

Nous appellerons "filets" la fraction anisotrope $\epsilon.\beta_\lambda$ du liquide qui donne à la conductance axiale une valeur excédentaire sur celle de la conductance radiale :

$$\epsilon.\beta_\lambda = 4 y^2.(1-x) \quad (5)$$

Nous appellerons enfin "gouttes" la fraction $\epsilon.\beta_0$ du liquide qui est constituée de domaines isolés et qui ne participe pas à la conduction électrique :

$$\epsilon.\beta_0 = \epsilon.(\beta - \beta_m - \beta_l)$$

Ce modèle possède une symétrie cylindrique analogue à celle de l'écoulement dans la colonne.

Remarque :

Nous avons limité les films et les filets par des surfaces planes se coupant à angle droit, pour une question de simplicité à la fois de construction et d'étude (voir § 522). Ce n'est là, évidemment, qu'une représentation sommaire de la réalité. Mais l'intérêt du modèle réside moins dans ses détails proprement géométriques que dans la signification physique de ses différents paramètres. En effet, le liquide qui s'écoule à travers le garnissage est dispersé en domaines plus ou moins interconnectés les uns aux autres et plus ou moins allongés dans le sens de l'écoulement. Le modèle à films-filets et gouttes permet d'en décrire la texture : ainsi, la fraction de volume liquide sous forme de filets est une mesure du degré d'anisotropie de la texture du liquide et la fraction de volume sous forme de gouttes est une mesure du degré de non-interconnexion des domaines de phase liquide.

Pour de très faibles valeurs de la rétention $\epsilon.\beta$, on a :

$$C_a \# \frac{2}{3} \epsilon.\beta_m + \epsilon.\beta_l + 0 \quad (6)$$

$$C_r \# \frac{2}{3} \epsilon.\beta_m + 0 + 0 \quad (7)$$

La résolution des systèmes (3) (6) (7) permet donc de déterminer β_m , β_l , β_0 à partir des mesures expérimentales de β , C_a et C_r .

Pour les grandes valeurs du taux de rétention β , les relations linéaires (6) et (7) doivent être remplacées par des fonctions plus compliquées des deux variables $\epsilon.\beta_m$ et $\epsilon.\beta_l$. Nous avons déterminé expérimentalement ces fonctions par la méthode des modèles analogiques.

522 - Technique expérimentale de mesure des conductances du modèle

Cette méthode consiste à construire des modèles en bois bakélinisé isolant représentant le complément du huitième du motif élémentaire (fig. II.15b). Ces modèles sont placés dans une cuve cubique limitée par deux électrodes en cuivre (fig. II.16). La cuve est remplie d'une solution électrolytique qui occupe dans ce cas le volume des films et des filets (fig. II.15a). (On ne tient pas compte des gouttes puisqu'elles ne participent pas à la conduction électrique). En divisant les conductances ainsi mesurées suivant deux directions perpendiculaires par la conductance de la cuve remplie uniquement de solution, on obtient les deux conductances relatives C_a et C_r du modèle avec une reproductibilité des mesures de l'ordre de 2 %.

523 - Présentation des résultats

Les résultats de nombreuses mesures sont représentées sur un

diagramme triangulaire (fig. II.17). Sur ce diagramme, les coordonnées d'un point représentent les fractions de volume total occupées respectivement par des films : $\epsilon \cdot \beta_m$, des filets : $\epsilon \cdot \beta_L$, et la partie n'intervenant pas dans la conduction, c'est-à-dire à la fois le solide $(1-\epsilon)$, le gaz $\epsilon \cdot (1-\beta)$ et les gouttes $\epsilon \cdot \beta_0$ soit au total $1-\epsilon \cdot (\beta-\beta_0)$. Nous avons tracé sur ce diagramme les deux réseaux des courbes d'isoconductances axiales et radiales qui serviront à déterminer la texture du liquide dans la colonne. En effet, en y reportant les conductances axiales C_a et radiales C_r , mesurées dans la colonne en fonctionnement, on obtient immédiatement connaissant ϵ , les taux de rétention β_m et β_L de liquide qui, sur le garnissage, s'écoulent respectivement sous forme de films et de filets.

Mesurant par ailleurs, le taux de rétention total β de liquide, on obtient par différence, le taux de rétention β_0 sous forme de gouttes, soit :

$$\beta_0 = \beta - (\beta_L + \beta_m)$$

524 - Critiques et Améliorations théoriques du modèle

Ces résultats n'apportent aucun renseignements sur les dimensions absolues des films, des filets et des gouttes : ils en donnent seulement les valeurs "réduites", c'est-à-dire le rapport de l'épaisseur moyenne des films à la distance moyenne entre deux films, ainsi que les grandeurs similaires pour les gouttes et les filets. Cela provient de ce que dans le modèle considéré, nous avons assimilé un cube d'arête E du garnissage à un empilement de N^3 cellules cubiques identiques d'arête e , le nombre N étant supposé grand pour négliger toute fluctuation statistique. Mais d'une part, nous n'avons fait aucune hypothèse sur la dimension e de la cellule cubique élémentaire et d'autre part, les mesures de conductances relatives à des phénomènes de transport de charges électriques au sein de l'une des phases du milieu diphasé sont indépendantes de l'extension de la frontière entre ces deux phases et ne dépendent que de la forme de cette frontière [38]. Pour obtenir la dimension e de la cellule élémentaire, il faudrait déterminer une propriété interfaciale, c'est-à-dire une grandeur dépendant de l'aire d'interface entre les phases. Cela pourrait se faire par des mesures de grandeur capillaire [40], de quantité de matière adsorbée ou de perméabilité à un fluide en écoulement [41].

Un perfectionnement de ce modèle peut être envisagé dans le mode d'empilement des cellules et dans la cellule élémentaire [38]. Ainsi on peut théoriquement recommander un modèle amélioré plus complexe constitué par un empilement non pas cubique de coordinnence 6 mais d'une coordinnence voisine de la tessellation désordonnée du garnissage, c'est-à-dire comprise entre 11 et 14 avec une triple distribution statistique indépendante des diamètres de films, de filets et de gouttes.

6 - TEXTURE DE LA RETENTION DE LIQUIDE DANS LA COLONNE

Pour chaque tiercé de déterminations expérimentales β , C_a et C_r , nous avons déduit comme il a été dit précédemment, les valeurs respectives de β_m , β_L et β_0 .

61 - Ecoulement ruisselant de liquide en présence de gaz au repos

Les résultats correspondants sont présentés sur la figure II.13 où nous avons également reporté les valeurs respectives du taux de rétention capillaire β_c et non capillaire β_{nc} car nous verrons au chapitre III que le rapport $\frac{\beta_{nc}}{\beta_c}$ joue un rôle très important dans la distribution des temps de séjour des éléments du liquide.

Comme nous l'avons déjà dit au § 411, pour un débit nul de liquide, les conductances C_a et C_r sont également nulles. Cela signifie que la rétention capillaire est formée de gouttes indépendantes maintenues aux divers points de contact des particules du garnissage. Nous avons donc dans ce cas là, 100 % de gouttes qui sont statiques.

Au fur et à mesure que le débit liquide augmente, les films et les filets se développent plus ou moins au détriment des gouttes suivant les caractéristiques du garnissage et la nature du liquide.

611 - Influence du diamètre de garnissage

Pour un écoulement d'eau, l'influence du diamètre de garnissage est représentée sur les figures II.13 (a, c et e).

Qualitativement, pour les trois diamètres, l'évolution des textures en fonction du débit liquide L est la même. Ainsi, lorsque L varie de 1 à 17,5 kg.m⁻².s⁻¹, elle se traduit par une augmentation importante du pourcentage des films (respectivement 10 - 40 % ; 30 - 50 % ; 5 - 32 %) au détriment du pourcentage des gouttes qui diminue, le pourcentage des filets restant à peu près constant et égal à 20 % pour $L > 5$ kg.m⁻².s⁻¹ quel que soit le diamètre du garnissage.

On remarque également que le pourcentage des gouttes est relativement élevé avec les deux garnissages de 6,4 mm et 22 mm. Ainsi pour un débit liquide d'environ 10 kg.m⁻².s⁻¹, 50 % du liquide se trouve sous forme de gouttes dans chacun de ces garnissages alors qu'il y en a moins de 40 % dans celui de 10,3 mm.

On peut expliquer ces résultats par les phénomènes de capillarité dans le garnissage de 6,4 mm, et par l'action conjuguée de la mouillabilité un peu moindre du garnissage de 22 mm en polyéthylène et de son faible taux de rétention, ce qui tend à favoriser la texture des gouttes.

612 - Influence du mouillage du garnissage

On sait que le mouillage d'un solide donné par un liquide, dépend à la fois de la tension superficielle du liquide et de la tension interfaciale solide-liquide

Pour le garnissage de 10,3 mm, nous avons fait varier ces deux grandeurs. La comparaison des figures II.13 (b, c et d) montre l'influence très marquée du mouillage de ce garnissage sur la texture du liquide.

Ainsi, une faible tension superficielle solution d'isopropanol) favorise la texture sous forme de films. Par exemple, pour un débit liquide L voisin de $15 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, on a respectivement, 55 % de films, 20 % de filets et 25 % de gouttes.

Le siliconage des anneaux Raschig (fig. II.18 c et d) ne change pratiquement pas le pourcentage de gouttes (35 % environ pour $L = 15 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$). Par contre, le pourcentage de films diminue énormément au profit de celui des filets : pour $L = 15 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, il passe de 48 % avec le garnissage mouillable à 22 % avec le garnissage hydrofuge.

L'influence de la mouillabilité du garnissage ne se fait donc sentir que sur la partie continue du liquide, c'est-à-dire sur les films et les filets.

613 - Influence de la viscosité du liquide

Elle apparaît nettement sur les figures II.18 (c et f) relatives à un écoulement d'eau et à celui d'une solution de saccharose à travers le garnissage de 10,3 mm. Ainsi en multipliant la viscosité du liquide par un facteur 50, et pour L de l'ordre de $10 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, le taux de rétention β passe de 21 % à 30 % et le pourcentage de films de 43 % à près de 70 %.

Une augmentation de la viscosité favorise donc très nettement la texture de films.

Il est intéressant de reporter l'ensemble de ces résultats exprimés en pourcentage sur un diagramme triangulaire dans lequel les coordonnées d'un point sont les trois fractions de rétention respectivement sous forme de films $\left(\frac{\beta_m}{\beta}\right)$, de filets $\left(\frac{\beta_f}{\beta}\right)$ et de gouttes $\left(\frac{\beta_g}{\beta}\right)$.

Tous les points expérimentaux se distribuent alors suivant deux courbes bien distinctes qui partent du sommet "gouttes" du diagramme triangulaire (fig. II.19) et qui aboutiraient pour $\beta = 1$ au sommet "films".

- la première courbe correspond au garnissage siliconé donc non mouillé par l'eau.

- la seconde, correspond à tous les autres garnissages étudiés avec des liquides de nature différente. Ces garnissages, tous plus ou moins mouillés par le liquide, correspondent à un état stable de fonctionnement.

Il est en effet important de mentionner que l'état "non mouillé" d'un garnissage ne se maintient que difficilement : après 40 heures de fonctionnement, même avec de l'air dépoussiéré et de l'eau filtrée et permutée, le garnissage siliconé avait entièrement perdu son caractère hydrofuge : pendant cette période nous avons pu observer tous les états intermédiaires entre les deux courbes extrêmes des garnissages mouillés et non mouillés de la fig. II.19.

Ainsi dans une colonne industrielle, que les phases en contact soient filtrées ou non, le liquide prend très vite une texture stable correspondant à l'état mouillé du garnissage. C'est ce qui s'est passé pour notre garnissage de 22 mm en polyéthylène après une heure de fonctionnement.

Remarque :

Le résultat précédent a un intérêt direct pour les applications industrielles : en effet un certain nombre de corps de garnissage en matières plastiques sont proposés par divers constructeurs depuis quelques années. On pouvait a priori se demander si l'efficacité de ces matériaux pour le transfert de matière serait supérieure ou inférieure à celle des matériaux plus classiques, tels que les grès et porcelaines à surface plus ou moins rugueuse et bien mouillable : notre conclusion est que tous ces matériaux ont, après quelques heures de fonctionnement exactement les mêmes propriétés hydrodynamiques. L'intérêt des garnissages en matières plastiques résiderait donc uniquement dans leur prix de revient inférieur et dans leur faible poids qui autorisent la construction de colonnes plus légères.

62 - Ecoulement diphasé gaz-liquide

Pour un débit liquide L donné, l'augmentation du débit G de gaz à co-courant ou à contre-courant du liquide entraîne une diminution du nombre des filets, favorisant ainsi l'isotropie de la texture du liquide.

621 - Ecoulement à co-courant

L'ensemble de nos résultats expérimentaux se résume ainsi : quels que soient le diamètre et le mouillage du garnissage ou la nature du liquide, quand le débit G augmente, à L constant, le point représentatif de la texture dans le diagramme triangulaire décrit une droite à peu près parallèle à l'hypothénuse du triangle. Cela signifie que le pourcentage de gouttes reste constant (ou diminue un peu) et le pourcentage de films augmente au détriment de celui des filets.

Sur les figures II. 20, 21 et 22 nous avons reporté les résultats relatifs aux trois diamètres de garnissage pour le système eau-air. Des résultats analogues ont été obtenus avec les autres systèmes gaz-liquide.

L'expérience montre que les variations des différentes fractions volumiques β_0 , β_L et β_m du taux de rétention β en fonction de G , sont d'autant plus importantes pour un mouillage donné du solide, que le diamètre du garnissage est petit (fig. II.23 a, b et c) et que le débit liquide est élevé (fig. II. 23 b et f).

Ainsi pour le débit d'eau $L = 17,5 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, on peut déceler trois régimes d'écoulement avec les deux garnissages mouillés de 6,4 mm et 10,3 mm (fig. II.23 a et b).

- aux faibles débits gazeux, (régime 1) le gaz chemine à travers le garnissage dans les interstices laissés libres par le liquide. La texture reste identique à celle de l'écoulement ruisselant. On peut parler de "ségrégation

radiale", ceci signifiant que les chenaux parcourus respectivement par le gaz et le liquide sont des domaines indépendants, sans interactions l'un avec l'autre.

- à mesure que le débit gazeux augmente, le liquide est accéléré, et on observe l'écoulement pulsé (régime II) qui se traduit par de brusque changement de texture.

- à des débits gazeux encore plus élevés, les filets liquides sont violemment projetés contre les particules de garnissage sur lesquelles ils s'étaient en films (régime III).

A la limite, la texture de filets peut même disparaître complètement (cas de l'écoulement à travers des anneaux Raschig de 6,4 mm, fig. II.23 a).

Il faut toutefois remarquer que l'écoulement pulsé n'est pas observé dans un garnissage de grand diamètre (fig. II.23 c), ou lorsque le garnissage est hydrofuge (fig. II.23 d). D'autre part, lorsque cet écoulement existe, il disparaît progressivement au fur et à mesure que le débit liquide diminue [8]. Ainsi, pour de faibles valeurs de L (fig. II.23 f), la texture ne se modifie que lentement et progressivement.

522 - Ecoulement à contre-courant

Pour une valeur constante de débit liquide lorsqu'on augmente le débit gazeux, l'engorgement est obtenu d'autant plus rapidement que le diamètre du garnissage est plus petit. Sur les figures II.24, 25 et 26, nous présentons les variations correspondantes des textures pour les trois diamètres d'anneaux Raschig. Sur ces figures, chaque segment représente une expérience où le débit gazeux a été varié de zéro (marqué 0) jusqu'à l'engorgement (marqué E). Ces segments ont une longueur et une direction qui dépend à la fois du diamètre du garnissage et de la nature du liquide. Dans tous les cas, la texture tend à devenir plus isotrope par diminution du pourcentage de filets au profit des gouttes ou des films mais les variations sont en général moins importantes qu'en écoulement à co-courant.

La figure II.27 présente à titre d'exemple l'évolution des différentes fractions volumiques β_0 , β_L et β_m du taux de rétention β en fonction de G pour les systèmes eau-air ($L = 17,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), sol. de saccharose-air ($L = 10,3 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) et pour deux diamètres de garnissage : 10,3 et 22 mm.

Aux faibles débits gazeux c'est-à-dire dans la zone correspondant à des débits inférieurs à celui du point de charge, il y a très peu d'interaction gaz-liquide, et la texture reste identique à celle de l'écoulement ruisselant.

A partir du point de charge, le frottement gaz-liquide provoque un étalement du liquide sur le garnissage (création de films, fig. II.27 b) ou un déchirement des filets (création de gouttes, fig. II.27 a, c et d). Ce phénomène se poursuit et s'accroît au voisinage de l'engorgement.

A ce moment-là, dans le garnissage de 22 mm et pour $L = 17,5 \text{ kg. m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, la texture de filets (20 % pour $G = 0$) a complètement disparu au profit des gouttes : le liquide se compose alors de 35 % de films et de 65 % de gouttes (fig. II.27 a).

Un résultat comparable est obtenu dans le garnissage de 10,3 mm avec un débit de solution de saccharose $L = 10,3 \text{ kg. m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$: à l'engorgement la texture de filets (15 % pour $G = 0$) a également disparu, mais cette fois-ci au profit des films dont le pourcentage passe de 65 % à 80 %, celui des gouttes demeurant égal à 20 % (fig. II.27 b).

Mais ce sont là des variations extrêmes. Pour le système eau-air et avec un garnissage de 6,4 ou 10,3 mm de diamètre (fig. II.24, 25 et 27 c, d) les filets en plus grande quantité, il est vrai, ne disparaissent jamais complètement. Les changements de texture restent alors relativement faibles, surtout pour le garnissage de 6,4 mm dans lequel l'engorgement se produit très vite.

7 - CONCLUSION

Avant d'entreprendre la présente étude, nous avions bien la notion intuitive que la phase liquide en écoulement dans un garnissage était dispersée en domaines plus ou moins interconnectés les uns aux autres et de formes géométriques plus ou moins isotropes, plus ou moins étirées dans le sens de l'écoulement. Mais ces notions n'étaient que qualitatives.

Nous avons pu, dans ce chapitre, caractériser cette texture du liquide par un modèle simple, composé d'un mélange ternaire de films, de filets et de gouttes : la fraction de volume liquide sous forme de filets est une mesure du degré d'anisotropie de la texture du liquide et la fraction de volume sous forme de gouttes est une mesure du degré de non-interconnexion des domaines de phase liquide. Nous avons montré comment ces grandeurs se déduisent des mesures de trois grandeurs expérimentales : le taux de rétention β et les conductances électriques axiale C_a et radiale C_r du garnissage irrigué.

La texture du liquide ainsi déterminée est particulièrement sensible à la dimension du garnissage et à son mouillage, ainsi qu'à la nature et au débit du liquide.

Pour un débit liquide donné, une augmentation du débit gazeux tend à favoriser l'isotropie de la texture du liquide. Ce phénomène est surtout marqué dans l'écoulement à co-courant car le débit gazeux peut être très grand.

NOTATIONS

- a Exposant dans les équations (1) et (2).
- a_g Aire spécifique d'un anneau Raschig, m^{-1} , $a_g = \frac{A_g}{V_g}$.
- a_{GL} Aire spécifique d'interface gaz-liquide, m^{-1} .
- A Coefficient de l'équation (1).
- A_g Aire d'un anneau Raschig, m^2 .
- b Exposant dans l'équation (2).
- B Constante de l'équation (2).
- c Conductance électrique apparente d'un milieu diphasé isotrope, Ω^{-1} .
- c' Concentration en soluté, mole. m^{-3} .
- c_a Conductance électrique apparente axiale du garnissage irrigué ou du modèle à films-filets et gouttes, Ω^{-1} .
- c_o Conductance propre de la phase liquide, Ω^{-1} .
- c_r Conductance électrique apparente radiale du garnissage irrigué ou du modèle à films-filets et gouttes, Ω^{-1} .
- c_s Conductance électrique apparente du garnissage complètement noyé, Ω^{-1} .
- C Conductance électrique relative d'un milieu diphasé isotrope, $C = \frac{c}{c_o}$.
- C_a Conductance électrique relative axiale du garnissage irrigué ou du modèle à films-filets et gouttes, $C_a = \frac{c_a}{c_o}$.
- C_r Conductance électrique relative radiale du garnissage irrigué ou du modèle à films-filets et gouttes, $C_r = \frac{c_r}{c_o}$.
- C_s Conductance électrique relative du garnissage irrigué, selon la définition de GRIMLEY [10], $C_s = \frac{c}{c_s}$.
- d Diamètre nominal d'un anneau Raschig, m., $d = \frac{d_e + h}{2}$.
- d_e Diamètre extérieur d'un anneau Raschig, m.
- d_g Diamètre équivalent d'un anneau Raschig (diamètre de la sphère qui a la même aire spécifique a_g), m., $d_g = \frac{6}{a_g}$.
- d'_g Diamètre équivalent d'un anneau Raschig (diamètre de la sphère qui a le même volume V_g), m.
- d_i Diamètre intérieur d'un anneau Raschig, m.
- D Diamètre ou côté de la colonne, m.
- e Arête de la cellule cubique élémentaire du modèle à films, filets et gouttes, m.
- E Arête d'un cube découpé dans le garnissage, m.
- Eö Nombre d'EÖTVOS, $Eö = \frac{\rho_L \cdot g \cdot d^2}{\sigma_L}$.
- F(s) Fonction spéciale de correction dans l'équation (2).

- g Accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$.
 G Débit spécifique massique de gaz, $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
 G_r Critère de GRASHOFF : $Gr = \frac{\rho_L^2.g}{N.\eta_L^2}$
 h Hauteur d'un anneau Raschig, m.
 K Conductance de transfert de soluté, $m.s^{-1}$.
 L Débit spécifique massique du liquide, $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
 N Nombre de particules de garnissage par unité de volume garni, m^{-3} , $N = \frac{1-\epsilon}{V_g}$
 N^3 Nombre de cellules cubiques élémentaires dans un cube découpé dans le garnissage.
 N_o Degré de tassement du garnissage $N_o = N \times d^3$.
 Re Critère de REYNOLDS : $Re = \frac{L}{N^{1/3}.\eta_L}$
 T Facteur de tortuosité.
 v Tension électrique, V.
 V_g Volume solide d'un anneau Raschig, m^3 .
 V Volume de la colonne garnie, m^3 .
 x Epaisseur réduite des films.
 y Diamètre réduit des filets.
 Z Hauteur du garnissage, m.
- α_{SL} Fraction de surface du garnissage mouillée par le liquide.
 β Taux de rétention du liquide.
 β_c Taux de rétention capillaire.
 β_d Taux de rétention sous forme de filets.
 β_m Taux de rétention sous forme de films.
 β_{nc} Taux de rétention non capillaire.
 β_o Taux de rétention sous forme de gouttes.
 ϵ Porosité du garnissage.
 ϕ Flux de soluté, $mole.s^{-1}.m^{-3}$.
 η_L Viscosité du liquide, $kg.m^{-1}.s^{-1}$.
 ρ_L Masse volumique du liquide, $kg.m^{-3}$.
 σ_L Tension superficielle du liquide, $N.m^{-1}$.

REFERENCES CITEES

- [1] KOLAR V., BROZ V., Coll. Czechoslov. Chem. Commun., 1965, 30, 2527
- [2] SHULMAN H.L., ULLRICH C.F. et WELLS N., A.I.Ch.E. Jl., 1955, 1, 247
- [3] MORTON F., KING P.J. et ATKINSON B., Trans. Inst. Chem. Engrs, 1964, 42, T 35
- [4] JOTTRAND R., Communication personnelle
- [5] EISENKLAM P., FORD L.H., Proc. of the Symp. on the Inter. Bet. Fluids and Particles, LONDON 20 - 22 Juin 1962, 333
- [6] VAN SWAAILJ W., CHARPENTIER J.C., VILLERMAUX J., Chem. Eng. Sci., sous presse
- [7] JESSEN B.W., ELGIN J.C., Trans. Am. Inst. Chem. Engrs, 1943, 39, 277
- [8] LARKINS R.P., WHITE R.R., JEFFREY D.W., A.I.Ch.E. Jl., 1961, 7, 231
- [9] PROST C., Thèse - Université de NANCY, 1965
- [10] GRIMLEY S.S., Trans. Inst. Chem. Engrs, 1945, 23, 228
- [11] MAYO F., HUNTER T.G., NASH A.W., Jour. Soc. Chem. Ind., 1935, 54, 375 T
- [12] SHULMAN H.L., ULLRICH C.F., PROULX A.Z., ZIMMERMAN J.C., A.I.Ch.E. Jl., 1955, 1, 253
- [13] SHULMAN H.L., DE GOUFF J.J., Ind. Eng. Chem., 1952, 44, 1915
- [14] PROST C., Chem. Eng. Sci., 1967, 22, 1233
- [15] HOFTYZER P.J., Trans. Inst. Chem. Engrs., 1964, 42, T 109
- [16] PROST C., LE GOFF P., Génie Chim., Suppl. Chim. et Ind., 1964, 91, 6
- [17] TOWELL G.D., ROTHFELD L.B., A.I.Ch.E. Jl., 1966, 12, 972
- [18] PORTER K.E., Trans. Inst. Chem. Engrs., 1968, 46, T 69
- [19] PORTER K.E., BARNETT V.D., TEMPLEMAN J.J., Trans. Inst. Chem. Engrs, 1968, 46, T 74
- [20] DOMBROWSKI N.S., BROWELL L.E., Ind. Eng. Chem., 1954, 46, 1207
- [21] VAN SWAAILJ W., Thèse - Université d'EINDHOVEN, 1967
- [22] OTAKE T., KUNUGITA E., Kagaku Kogaku, 1953, 22, 144
- [23] DE WAAL K.J.A., Thèse - Université de DELFT, 1965
- [24] SHULMAN H.L., ULLRICH C.F., WELLS N., PROULX A.Z., A.I.Ch.E. Jl., 1955, 1, 259
- [25] LE GOFF P., LESPINASSE B., PROST C., Ind. Chim. Belge, 1964, 11, 1141
- [26] OTAKE T., OKADA K., Kagaku Kogaku, 1953, 17, 176
- [27] VARRIER C.B.S., RAO K.R., Chem. Age India, 1963, 14, 345
- [28] MOHUNTA D.M., LADDHA G.S., Chem. Eng. Sci., 1965, 20, 1069
- [29] DAVIDSON J.F., Trans. Chem. Engrs., 1959, 37, 131

- [30] BUCHANAN J.E., Ind. Eng. Chem., Fund., 1967, 6, 400
- [31] GARDNER G.C., Chem. Eng. Sci., 1956, 5, 101
- [32] WARNER N.A., Chem. Eng. Sci., 1959, 11, 149
- [33] STANDISH N., Chem. Eng. Sci., 1968, 23, 51
- [34] LESPINASSE B., Rev. Inst. Fr. Pét., 1962, 17, 1
- [35] FLOOD E.A., The structure and properties of porous materials p 151, édité par EVERETT D.H. et STONE F.S., Butterworths Scientific Publications, LONDON, 1958
- [36] MANEGOLD E., Kapillarsysteme, vol. II, 1955
- [37] OWEN J.E., Pet. Trans. Amer. Inst. Min. Engrs., 1952, 195, 169
- [38] LE GOFF P., PROST C., Gén. Chim. Suppl. Chim. et Ind., 1966, 95, 1
- [39] WEEKMAN V.W., MYERS J.E., A.I.Ch.E. Jl., 1964, 10, 951
- [40] EVERETT D.H., "The structure and properties of porous materials", Butterworths Scientific Publications, LONDON, 1958
- [41] FATT I., Pet. Trans. Am. Inst. Min. Engrs., 1956, 207, 144

CHAPITRE III

DISTRIBUTION AXIALE DES TEMPS DE SEJOUR DES
ELEMENTS DU LIQUIDE : INTERPRETATION PAR UN
MODELE DIFFUSIONNEL AVEC ECHANGE DE MATIERE

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier la distribution des temps de séjour des éléments du liquide qui s'achemine sur le garnissage suivant les textures précédentes.

La méthode expérimentale consiste à injecter un traceur et à étudier la réponse transitoire en mesurant électriquement en fonction du temps sa concentration au sein même du garnissage irrigué.

L'analyse des résultats obtenus conduit à proposer deux mécanismes donnant lieu à des écarts dans les temps de séjour : un mécanisme diffusionnel pour la phase dynamique de l'écoulement auquel vient s'ajouter un échange de matière avec une partie statique de l'écoulement.

PLAN

<u>1 - INTRODUCTION</u>	p. III-1
<u>2 - TECHNIQUE EXPERIMENTALE DE MESURE</u>	p. III-1
<u>3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	p. III-2
<u>31 - Ecoulement ruisselant de liquide</u>	p. III-2
<u>311 - Ecoulement piston avec dispersion axiale</u>	p. III-2
<u>312 - Ecoulement piston avec dispersion axiale échangeant de la matière avec des zones stagnantes non continues</u>	p. III-3
<u>32 - Ecoulement diphasé gaz-liquide</u>	p. III-5
<u>321 - Ecoulement à co-courant</u>	p. III-5
<u>322 - Ecoulement à contre-courant</u>	p. III-5
<u>4 - CONCLUSIONS ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE TEXTURE</u>	p. III-7

1 - INTRODUCTION

Si la texture du liquide nous renseigne sur sa répartition au sein même du garnissage, elle ne nous apporte aucune information sur la durée de contact des phases fluides en présence. Or le processus d'échange de matière entre phases qui s'accomplit dans les colonnes d'absorption est notamment, comme nous l'avons vu, lié à la texture du liquide par le terme $K \cdot a_{GL}$, mais est aussi directement tributaire de la mise en contact des deux fluides, de la durée effective de ce contact et par conséquent de la durée de séjour de chacun des fluides par le terme $(c' - c'*)$ de l'expression générale du flux de soluté :

$$\phi = K \cdot a_{GL} \cdot (c' - c'*)$$

que nous avons déjà citée au chapitre précédent.

Souvent on veut donner à tous les éléments du fluide retenu dans la colonne un même temps de séjour. En effet, si des éléments restent plus longtemps, la force motrice $(c' - c'*)$ s'est amenuisée et devenue inefficace. Par contre, si d'autres éléments séjournent pendant un temps plus court, l'échange de matière n'a pas eu le temps de s'accomplir parfaitement. Il faut donc pour prévoir le comportement d'une colonne tenir également compte de la distribution des temps de séjour des éléments du liquide.

C'est pourquoi le travail d'un autre chercheur de notre groupe, M. VAN SWAAILJ, a eu principalement pour but l'étude des dispersions axiale et radiale des éléments du liquide et l'élaboration d'un modèle représentatif du processus diffusionnel longitudinal de l'écoulement ruisselant sur un garnissage [1]. Nous avons réalisé en collaboration avec VAN SWAAILJ des mesures de distribution de temps de séjour simultanément avec les mesures conduisant à la détermination de la texture pour les systèmes eau-air. VAN SWAAILJ a réalisé de plus des expériences dans le gaz [1]. Le principal avantage de la mise en commun d'une partie des deux travaux de recherche est qu'il a été facile de comparer les résultats relatifs à la distribution des temps de séjour et à la texture concernant les informations expérimentales obtenues simultanément.

2 - TECHNIQUE EXPERIMENTALE DE MESURE

La technique expérimentale consiste à injecter une solution de traceur en haut du garnissage et à étudier la réponse transitoire en mesurant en fonction du temps la concentration du traceur au sein même du garnissage irrigué. A cette fin, il a été placé dans la colonne une couche supplémentaire d'anneaux Raschig métallisés au-dessous de la cellule du bas fournissant les conductances axiales, et séparée de cette cellule par une ou deux couches non conductrices, les connexions avec l'extérieur étant les mêmes que celles du montage électrique relatif aux textures. La conductance électrique mesurée entre les deux couches donne une quantité proportionnelle à la concentration du traceur. Cette méthode ne perturbe pas l'écoulement dans la colonne et donne une valeur moyenne de la concentration du traceur dans la section droite. Les deux électrodes sont insérées dans un pont de Wheatstone alimenté

en courant alternatif de fréquence 1000 Hz pour éviter la polarisation (fig. III.1). Une solution de chlorure de sodium à environ 3 % est injectée au centre du distributeur de liquide au moyen d'un système d'injection comprenant une électrovanne et un réservoir sous pression.

Dans toutes les mesures, il a été pratiqué une injection impulsion, approximation physique de la fonction δ de DIRAC. La méthode de mesure intègre la réponse sur toute la section de la colonne et élimine ainsi l'influence des faibles gradients de concentration radiaux qui peuvent subsister.

De plus amples détails sur le montage expérimental peuvent être trouvés dans les travaux de VAN SWAAIJ [1, 2].

3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les diagrammes présentés sont des diagrammes réduits, c'est-à-dire que les temps en abscisses θ et les concentrations en ordonnées C ont été corrigées de façon à déterminer sous chaque courbe une surface unité afin de pouvoir comparer entre elles ces diverses courbes [1].

31 - Ecoulement ruisselant de liquide

Les résultats relatifs aux trois diamètres de garnissages sont reportés sur les figures III.2 (a, b, c et d).

On peut ainsi voir que :

- Pour les garnissages mouillés, lorsque le débit L augmente, on constate que les courbes présentent initialement une grande dissymétrie que l'on désigne par phénomène de "queue". Puis elles deviennent de plus en plus symétriques et tendent vers une courbe limite indépendante de L .

- Les courbes du garnissage siliconé, sauf pour les très faibles valeurs de L où elles deviennent dissymétriques (fig. III.2 c), sont pratiquement indépendantes du débit de liquide et sont à peu près les mêmes que celles des débits élevés des garnissages mouillés. (fig. III. 2 c, d).

Ainsi l'influence du mouillage du garnissage se fait sentir sur les "queues" de distribution des courbes ce qui laisse prévoir dans la colonne l'existence de zones relativement stagnantes qui sont le siège d'échanges de traceur avec les zones en écoulement. Cette influence est donc différente de celle observée sur la partie continue de la texture du liquide.

Pour essayer d'interpréter ces résultats, dans un premier temps, nous avons fait une comparaison des courbes expérimentales avec celles du modèle d'écoulement piston avec dispersion axiale de DANCKVERTS [3] et de LEVENSPIEL et coll. [4].

311 - Ecoulement piston avec dispersion axiale

Pour un tel écoulement dans une section de mesure de longueur H à l'intérieur d'un tube infini, LEVENSPIEL trouve

$$C = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{Pe}{\pi\theta} \right)^{1/2} \cdot \exp \left[- \frac{Pe \cdot (1-\theta)^2}{4\theta} \right]$$

avec $\theta = \frac{u_L \cdot t}{H}$

$Pe = \text{critère de Peclet axial} = \frac{u_L \cdot H}{D_L}$

$D_L = \text{coefficient de dispersion axiale}$

Les critères de Peclet ont été obtenus par une méthode mise au point par VAN SWAAIJ [1]. Ils sont déterminés en faisant coïncider la hauteur et la position du sommet des courbes expérimentales de distribution des temps de séjour avec les grandeurs correspondantes des courbes du modèle.

De plus, afin de pouvoir comparer les résultats concernant les différents diamètres de garnissage, nous introduisons le critère de Bodenstein Bo qui est le critère de Peclet basé sur le diamètre normal des anneaux :

$$Bo = Pe \cdot \frac{d}{H}$$

Il apparaît sur la figure III.3 que le critère de Bodenstein est fonction du rapport $\lambda = \frac{Bo}{Pe}$ pour les valeurs de ce rapport inférieures à 8. Lorsque cette valeur est atteinte, c'est-à-dire pour les grands débits de liquide, la dispersion pour un écoulement ruisselant est la même que pour un écoulement monophasé de liquide. Dans ce cas, la phase liquide s'écoule sous forme de films, de filets et de gouttes sans cesse formés, détruits, reformés puis divisés par les anneaux Raschig ce qui peut probablement être représenté par l'écoulement piston avec dispersion axiale qui convient particulièrement bien à l'écoulement monophasé. Ainsi VAN SWAAIJ en comparant les critères de Bodenstein de l'écoulement monophasé rassemblés par LEVENSPIEL et ceux de l'écoulement ruisselant pour $\lambda > 8$ a trouvé les mêmes valeurs. Pour les autres valeurs de λ , ($\lambda < 8$), correspondant à des débits faibles et moyens, un mécanisme supplémentaire est perceptible dans l'écoulement : il existe un échange de traceur entre les zones en écoulement et les zones relativement stagnantes provoquant les "queues" de distribution. Ces zones peuvent être constituées par des domaines isolés de liquide retenus aux points de contact ou à l'intérieur des anneaux qui sont périodiquement lavés et renouvelés par la partie dynamique de l'écoulement du liquide provoquant ainsi l'échange de matière entre deux fractions de la rétention totale.

Sur cette base, puisque l'écoulement piston avec dispersion axiale ne peut pas convenir, nous avons proposé dans un deuxième temps un nouveau modèle.

312 - Écoulement piston avec dispersion axiale échangeant de la matière avec des zones stagnantes non continues (modèle P.D.E. fig. III.4.)

Ce modèle est caractérisé par :

- une phase dynamique en écoulement piston avec dispersion axiale
- un transfert de matière avec une zone stagnante.

Les trois paramètres en sont :

$\varphi = \text{fraction du fluide en écoulement dynamique}$

$Pe' = \frac{u_L' \cdot H}{D_L} = \text{Critère de Peclet axial dans la phase dynamique} \left(u_L' = \frac{L}{\rho_L \cdot e \cdot R_d} \right)$

$N = \frac{K \cdot H}{u \cdot L}$ = Nombre d'unités de transfert de matière entre la phase dynamique et la phase stagnante

Après l'introduction des variables réduites $x = \frac{z}{H}$, $\theta = \frac{t \cdot u_L}{H}$,
 $C_1 = \frac{c_1}{c_0}$, $C_2 = \frac{c_2}{c_0}$ où $c_0 = \frac{n}{(\Omega_1 + \Omega_2) \cdot H}$, les équations de ce modèle sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial C_1}{\partial x} + \varphi \cdot \frac{\partial C_1}{\partial \theta} + N \cdot (C_1 - C_2) = \frac{1}{Pe'} \cdot \frac{\partial^2 C_1}{\partial x^2} \\ (1 - \varphi) \cdot \frac{\partial C_2}{\partial \theta} + N \cdot (C_2 - C_1) = 0 \end{cases}$$

avec les conditions initiales correspondant à une injection impulsion δ :

$$\theta = 0 \quad C_1 = C_2 = 0$$

et les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} x = 0 \quad \delta(\theta) &= C_1 - \frac{1}{Pe'} \cdot \frac{\partial C_1}{\partial x} \\ x \rightarrow \infty \quad C_1 \text{ et } C_2 &\rightarrow 0 \end{aligned}$$

L'application de la transformée de Laplace au système d'équations précédant a permis à VAN SWAAIJ d'une part et à VILLERMAUX d'autre part d'évaluer de deux façons différentes les paramètres du modèle.

Puisqu'il est clair que le rapport $\lambda = \frac{\beta_{nc}}{\beta_c}$ gouverne le phénomène de "queue", VAN SWAAIJ [1] suppose que la fraction du fluide en écoulement dynamique vaut $\varphi = \frac{\beta_{nc}}{\beta_{nc} + \beta_c}$, que son critère de Peclet axiale Pe' est indépendant du débit de liquide et est celui obtenu en l'absence des zones stagnantes ($\lambda > 8$). Il compare alors les deux premiers moments du modèle déterminés par la méthode de VAN DER LAAN [5] avec ceux des courbes expérimentales et obtient le nombre et par suite la hauteur d'une Unité de Transfert. Sa valeur, variant entre 0,4 m et 0,6 m, est pratiquement indépendante du débit de liquide et ne dépend que faiblement du diamètre des éléments du garnissage.

Cependant il n'est pas certain a priori que la fraction de fluide mobile soit égale au rapport du taux de rétention non capillaire et du taux de rétention total. Pour lever l'incertitude sur cette hypothèse, il faut connaître la solution des équations du modèle.

C'est pourquoi VILLERMAUX [6] a cherché et obtenu l'inversion de la transformée de Laplace de la solution de ces équations. Ensuite, en se fixant le critère de Peclet axial comme précédemment, VILLERMAUX et VAN SWAAIJ [7] ont appliqué aux deux autres paramètres φ et N une méthode d'ajustement par recherche optimale. Elle consiste à chercher pour ces paramètres les meilleures valeurs qui donnent des écarts minimaux entre la courbe du modèle et la courbe expérimentale.

Le calcul de φ permet alors d'accéder à la fraction du taux de rétention total en écoulement dynamique $\beta_d = \varphi \cdot \beta$ et à la fraction de rétention statique $\beta_s = (1 - \varphi) \cdot \beta$. On constate que pour des débits de liquide faibles et

moyens β_s est de l'ordre de β_c ce qui justifie l'hypothèse de VAN SWAAILJ dans la méthode de comparaison par les moments. Par contre, lorsque L dépasse 14, 17 et 20 $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ respectivement pour les anneaux de 6,4 - 10,3 et 22 mm, les zones stagnantes ont entièrement disparu. Parallèlement l'échange de matière passe par un maximum voisin de 0,8 m pour les anneaux de 6,4 et 10,3 mm et de 0,3 m pour les autres avant de disparaître avec les zones stagnantes auquel cas l'écoulement est de type piston avec dispersion axiale.

32 - Ecoulement diphasé gaz-liquide

Pour un débit de liquide donné, nous avons vu que l'augmentation du débit de gaz à co-courant et à contre-courant entraîne un changement de régime d'écoulement et par suite de texture du liquide. Il en est de même pour la distribution des temps de séjour où les divers régimes d'écoulement sont particulièrement bien caractérisés par la dissymétrie des courbes.

321 - Ecoulement à co-courant

- Aux faibles débits gazeux, les distributions des temps de séjour sont les mêmes que celles de l'écoulement ruisselant.

- A mesure que le débit gazeux augmente, l'écoulement pulsé, en raison de l'effet de lavage des pistons de liquide, provoque un échange de matière intense entre les phases mobiles et stagnantes de la rétention et par suite le critère de Bodenstein augmente (fig. III.5) et le phénomène de "queue" disparaît (fig. III.6).

- A des débits gazeux encore plus élevés, l'accélération du liquide par le gaz augmente la dispersion car toutes les portions de liquide ne sont pas accélérées de la même manière. Cette dispersion ne produit pas de dissymétrie dans les courbes de distribution (fig. III.6) mais diminue le critère de Bodenstein (fig. III.5).

Nous avons présenté les résultats du critère de Bodenstein (fig. III.5) et les formes successives des courbes de dispersion pour une valeur du débit liquide (fig. III.6) concernant le garnissage de 6,4 mm. On trouvera dans les travaux de VAN SWAAILJ [1, 2] des résultats tout à fait analogues pour les autres diamètres de garnissage.

322 - Ecoulement à contre-courant

Comme pour les textures, l'influence du débit gazeux se fait principalement sentir sur le plus grand diamètre de garnissage (fig. III.7).

- Dans la zone des débits gazeux inférieurs à ceux du point de charge, les distributions des temps de séjour sont les mêmes que celles de l'écoulement ruisselant.

- Dans la zone de charge, l'augmentation du taux de rétention non capillaire et par suite du rapport $\lambda = \frac{\beta_{nc}}{\beta}$ est plus importante que celle des deux autres diamètres de garnissage. Par suite le critère de Bodenstein augmente (fig. III.8) et la "queue" des courbes diminue (fig. III.7).

- Au voisinage immédiat de l'engorgement, le frottement gaz-liquide produit un entraînement du liquide par le gaz. Il s'en suit un puissant bras-

sage et une dispersion qui fait diminuer le critère de Bodenstein (fig. III.8).

Les colonnes garnies d'éléments de petits diamètres sont très instables au voisinage de l'engorgement. L'eau se rassemble brusquement au sommet du garnissage alors que dans presque tout le reste de la colonne, le brassage intense ne s'est pas encore manifesté comme il le fait pour les anneaux de grand diamètre et par suite le critère de Bodenstein ne diminue pas (fig. III.9).

4 - CONCLUSIONS ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE TEXTURE

En comparant les résultats de distributions de temps de séjour avec ceux de textures du liquide, il ne semble pas possible de trouver une relation directe quantitative entre ces deux phénomènes. Toutefois on constate expérimentalement qu'un changement qualitatif se manifeste simultanément dans les deux phénomènes mais on ne peut pas expliquer les résultats d'une étude par ceux de l'autre.

C'est ainsi par exemple que la texture sous forme de films ne peut être la cause de l'asymétrie des courbes puisque pour un garnissage mouillé et pour des débits liquides croissants, la fraction de liquide sous forme de films augmente alors que l'asymétrie des courbes diminue.

Par ailleurs, en présence de gaz, au voisinage de l'engorgement, lorsqu'on observe un accroissement relativement important du taux de rétention (a.R. 22 mm), la texture du liquide tend à devenir plus isotrope et l'on observe simultanément un plus grand changement dans les distributions des temps de séjour. De même à co-courant, pour des débits de gaz élevés, le liquide tend à s'écouler principalement sous forme de films et il s'en suit également une répartition plus régulière des dispersions axiales et radiales [2] qui serait éventuellement consécutive de la disparition des filets.

En fait les résultats de distributions des temps de séjour et ceux de textures apportent des informations complémentaires.

La texture configure globalement l'écoulement (β_o , β_ℓ , β_m) mais ne renseigne pas sur les temps de contact et les transferts de matière entre les diverses fractions volumiques qui le composent ou entre les parties d'une de ces fractions (β_s , β_o).

L'étude de la distribution des temps de séjour n'apporte aucune indication sur la répartition de la phase en écoulement dynamique (β_ℓ , β_m), mais donne accès à des grandeurs comme φ et β_s difficiles à estimer par d'autres méthodes.

NOTATIONS

Bo	Critère de Bodenstein, $Bo = \frac{u_L \cdot d}{D_L}$
C, C'	Concentration, moles.m ⁻³ .
c ₀	Concentration du traceur supposé uniformément repartie dans toute la section de mesure, moles.m ⁻³ .
c ₁	Concentration du traceur dans la phase dynamique, moles.m ⁻³ .
c ₂	Concentration du traceur dans la phase stagnante, moles.m ⁻³ .
$C_1 = \frac{c_1}{c_0}$, $C_2 = \frac{c_2}{c_0}$	Concentration réduites.
D _L	Coefficient de dispersion axial, m ² .s ⁻¹ .
D' _L	Coefficient de dispersion axial dans la phase dynamique, m ² .s ⁻¹ .
H	Longueur de la section de mesure, m.
K	Coefficient de transfert de matière entre les phases dynamique et statique, s ⁻¹ .
n	Nombre de moles de traceur injectées.
N	Nombre d'unités de transfert.
Pe	Critère de Peclet axial, $Pe = \frac{u_L \cdot H}{D}$
Pe'	Critère de Peclet axial dans la phase dynamique, $Pe' = \frac{u'_L \cdot H}{D'_L}$
u _L	Vitesse réelle moyenne du liquide, m.s ⁻¹ ., $u_L = \frac{L}{\rho_L \cdot \epsilon \cdot \beta}$
u' _L	Vitesse réelle moyenne de la phase dynamique, m.s ⁻¹ ., $u'_L = \frac{L}{\rho_L \cdot \epsilon \cdot \beta_d}$
$x = \frac{Z}{H}$	Abscisse réduite.
Z	Distance au sommet de la colonne, m.

$\beta, \beta_{nc}, \beta_c, \beta_d, \beta_s$ = Taux de rétention totale, non capillaire, capillaire, dynamique, statique.

θ, θ' Temps réduit par rapport au temps de passage, au temps de séjour moyen, s.

$$\lambda = \frac{\beta_{nc}}{\beta_c}$$

ω Fraction de fluide en écoulement dynamique.

REFERENCES

- [1] VAN SWAAIJ W.P.M., Diplôme d'Etudes Supérieures-Université de Nancy (1966)
- [2] VAN SWAAIJ W.P.M., Thèse-Université d'Eindhoven (1967)
- [3] DANCKWERTS P.U., Chem. Eng. Sci., 1953, 2, 1
- [4] LEVENSPIEL O., SMITH W.K., Chem. Eng. Sci., 1957, 6, 227
- [5] VAN DER LAAN, Chem. Eng. Sci., 1958, 7, 187
- [6] VILLERMAUX J., Communication personnelle, 1967
- [7] VILLERMAUX J., VAN SWAAIJ W.P.M., Chem. Eng. Sci., (sous presse)

CHAPITRE IV

ÉCOULEMENT RUISSELANT DE LIQUIDE : DETERMINATION
DES VITESSES ET DES DÉBITS RELATIFS DES FILMS,
DES FILETS ET DES GOUTTES.

Comme exemple d'application des résultats de texture du chapitre II nous allons maintenant déterminer les vitesses et les débits du liquide qui s'écoule par gravité sur le garnissage d'une colonne d'absorption, respectivement sous forme de films, de filets et de gouttes. La relation que l'on présente, entre le débit global et la rétention de liquide, utilise ces diverses fractions. Elle complète les nombreuses formules de la littérature qui ne tiennent pas compte des textures partielles ou en donnent seulement une représentation simplifiée.

Les valeurs respectives des vitesses et des débits dépendent à la fois de la dimension du garnissage et de son mouillage ainsi que de la nature et du régime d'écoulement du liquide. En particulier, dans une section droite de la colonne, il existe un profil de vitesse du liquide qui est d'autant plus accentué que la mouillabilité du garnissage est grande. Ce résultat est tout à fait conforme avec celui obtenu à partir des mesures de distribution des temps de séjour.

PLAN

<u>1 - INTRODUCTION</u>	p. IV-1
<u>2 - CONSIDERATIONS THEORIQUES SUR L'ECOULEMENT RUISSELANT</u>	p. IV-1
<u>21 - Partie continue de l'écoulement : films isotropes et filets anisotropes</u>	p. IV-1
<u>22 - Partie discontinue de l'écoulement : modèle de gouttes progressant par bonds successifs avec frottement liquide-solide négligeable</u>	p. IV-3
<u>23 - Relations générales théoriques entre les fractions volumiques de la rétention dynamique et le débit liquide pour l'écoulement ruisselant</u>	p. IV-4
<u>24 - Méthode de calcul des débits sous forme de films L_m, de filets L_l et de gouttes L_o</u>	p. IV-5
<u>3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	p. IV-7
<u>31 - Influence du diamètre de garnissage</u>	p. IV-8
<u>32 - Influence du mouillage du garnissage</u>	p. IV-9
<u>33 - Influence de la viscosité de liquide</u>	p. IV-9
<u>4 - CONCLUSIONS ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE LA LITTERATURE</u>	p. IV-11

1 - INTRODUCTION

Tout au long du présent travail, nous avons été guidé par le fait que dans les colonnes à garnissage pour absorption gaz-liquide, les divers transferts de chaleur, de matière et de quantité de mouvement dépendent de la texture de la phase liquide au sein du garnissage. Au chapitre II, pour tenir compte du fait que la phase liquide en écoulement est dispersée en domaines plus ou moins isotropes, plus ou moins étirés dans le sens de l'écoulement et plus ou moins interconnectés, nous avons caractérisé l'aspect statique de sa texture géométrique par un modèle simple composé en volume d'un mélange ternaire de films isotropes, de filets anisotropes et de gouttes ou domaines isolés non interconnectés.

Toutefois, si l'aspect statique, notamment en ce qui concerne l'aire spécifique d'interface gaz-liquide est important, l'aspect dynamique de la distribution des vitesses du liquide dans le garnissage est également important.

C'est pourquoi nous nous proposons maintenant, par des considérations théoriques sur les mobilités des fractions volumiques précédentes, de déterminer quelles sont, à chaque instant et dans les mêmes conditions expérimentales, les débits du liquide qui, sur le garnissage, s'écoulent respectivement sous la forme de films, de filets et de gouttes.

2 - CONSIDERATIONS THEORIQUES SUR L'ECOULEMENT RUISSELANT

Cette étude est relative à un écoulement de liquide seul, le débit de gaz étant toujours nul. Nous allons partager l'écoulement global du liquide en deux parties :

- une partie continue sous forme de films et de filets. La perte d'énergie mécanique de cette fraction L_c du débit global sera principalement due au frottement liquide-solide.
- une partie discontinue sous forme de gouttes ou domaines isolés. La perte d'énergie mécanique par frottement de cette fraction L_o du débit global sera négligeable puisque nous supposons que les gouttes progressent par bonds et arrêts successifs d'anfractuosités en anfractuosités.

Dans chaque cas, nous proposerons à partir de modèles d'écoulement, une équation théorique reliant le taux de rétention β_1 à son débit L_1 .

21 - Partie continue de l'écoulement : films isotropes et filets anisotropes

Considérons un petit élément de colonne de section Ω garni sur une hauteur ΔZ et supposons que la partie continue du liquide s'achemine suivant un certain nombre de canaux présentant en moyenne un angle θ avec la verticale (fig. IV.1).

La fraction α_{L,S_1} de surface spécifique de solide mouillée dépend de la forme du liquide mouillant.

- Pour des films répartis sur le solide, nous supposons que la surface

moillée est constante et que seule l'épaisseur des films croît avec le débit : $\alpha_{LS_m} = k_m$. Cette hypothèse provient de la forme isotrope des films dans le modèle à films-filets et gouttes.

- Pour des filets adhérents au solide, α_{LS_l} est une fonction croissante de β_l . En effet, pour un angle de mouillage donné, les filets sont homothétiques les uns des autres, quel que soit leur diamètre. Il en résulte que la surface mouillée croît proportionnellement à la surface latérale du filet donc proportionnellement à la racine carrée du volume du filet ; nous sommes donc conduits à écrire : $\alpha_{LS_l} = k_l \beta_l^{0,5}$.

Nous poserons plus généralement pour la partie continue du liquide

$$\alpha_{LS_i} = k_i \cdot \beta_i^{1,5} \quad (1)$$

avec $i = m$ et $n = 0$ pour les films
 $i = l$ et $n = 0,5$ pour les filets

Si nous supposons que tous les éléments du garnissage sont identiques, que le liquide est réparti uniformément, c'est-à-dire que la rétention de liquide par unité de volume est constante et enfin que le régime est stationnaire, c'est-à-dire que les variations de quantité de mouvement à l'entrée et à la sortie du petit élément ΔZ sont négligeables, un bilan de forces sur le liquide (fig. IV.1) s'écrit :

$$\text{poids} - \left(\text{frottement} \right)_{\text{liquide-solide}} - \left(\text{frottement} \right)_{\text{liquide-gaz}} + \left(\text{Force de surpression} \right)_{\text{du gaz}} = 0 \quad (2)$$

$$\epsilon \cdot \beta_i \cdot \Omega \cdot \rho \cdot g \cdot \cos^2 \theta \cdot \Delta Z - \alpha_{LS_i} \cdot a_g \cdot (1 - \epsilon) \cdot \cos \theta \cdot \tau_{LS_i} \cdot \Omega \cdot \Delta Z - \alpha_{LG_i} \cdot \cos \theta \cdot \tau_{LG_i} \cdot \Omega \cdot \Delta Z + \epsilon \cdot \beta_i \cdot \Omega \cdot \cos \theta \cdot \Delta P = 0 \quad (3)$$

ΔP étant la différence de pression du gaz quelle que soit l'origine de cette grandeur.

Or nos expériences ont montré que même pour les plus grands débits liquides ($L > 20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), il n'apparaît aucune surpression notable ΔP en bas des colonnes. Cela signifie que les contraintes de frottement τ_{LG_i} et τ_{GS_i} sont toujours négligeables et qu'il n'y a aucun entrainement du gaz par le liquide. La relation (3) s'écrit alors :

$$\epsilon \cdot \beta_i \cdot \rho \cdot g \cdot \cos \theta = \alpha_{LS_i} \cdot a_g \cdot (1 - \epsilon) \cdot \tau_{LS_i} \quad (4)$$

Par ailleurs, si nous désignons par u_i la vitesse d'écoulement du liquide dont le taux de rétention est β_i , le débit spécifique massique correspondant est :

$$L_i = \rho \cdot \epsilon \cdot \beta_i \cdot u_i \cdot \cos \theta \quad (5)$$

et la contrainte de frottement τ_{LS_i} est :

$$\tau_{LS_i} = f_i \cdot \frac{\rho \cdot u_i^2}{2} \quad (6)$$

f_i étant le coefficient de frottement liquide-solide.

- Si le régime d'écoulement est tourbillonnaire, ce coefficient varie peu avec la vitesse u_i , nous prendrons en première approximation :

$$f_i = \text{cte} \quad (7)$$

- Si le régime d'écoulement est laminaire, nous avons

$$f_i = \frac{K_i}{Re_i} \quad (8)$$

K_i étant une constante et Re_i le critère de Reynolds.

Pour le calcul de ce critère, nous sommes amenés à définir, par analogie avec les écoulements en canaux avec surface libre, un diamètre équivalent d_{ei} :

$$d_{ei} = \frac{4\epsilon \cdot \beta_i \cdot \Omega}{p_i \cdot \Omega} = \frac{4\epsilon \cdot \beta_i}{\alpha_{LS_i} \cdot a_g \cdot (1-\epsilon)} = \frac{4\epsilon \cdot \beta_i^{(1-n)}}{k_i \cdot a_g \cdot (1-\epsilon)} \quad (9)$$

p_i étant, par unité de section de colonne, le périmètre mouillé par le liquide de rétention β_i . En combinant les équations (5) et (9), il vient :

$$Re_i = \frac{\rho \cdot u_i \cdot d_{ei}}{\eta} = \frac{4 L_i}{\eta \cdot a_g \cdot (1-\epsilon) \cdot k_i \cdot \beta_i^n \cdot \cos \theta} \quad (10)$$

La combinaison des équations (1) (4) (5) (6) (8) (10) donne pour la partie de l'écoulement sous forme de films et de filets d'une part la relation (11) entre la vitesse u_i et le taux de rétention β_i correspondant et d'autre part les relations théoriques (12) et (13) entre le débit massique L_c de la partie continue du liquide et les 2 taux de rétention β_m et β_l suivant le régime d'écoulement,

$$u_i = (k_i \cdot f_i)^{-\frac{1}{2}} \left[\frac{2g \cdot \epsilon \cdot \cos \theta}{a_g \cdot (1-\epsilon)} \right]^{\frac{1}{2}} \beta_i^{\left(\frac{1-n}{2}\right)} \quad (11)$$

$$L_c = \frac{4}{\eta \cdot a_g \cdot (1-\epsilon) \cdot \cos \theta} \left[\frac{2g \cdot \rho^2 \cdot \epsilon^3 \cdot \cos^3 \theta}{a_g \cdot (1-\epsilon)} \right] \left(\frac{\beta_m^3}{k_m^2 \cdot K_m^2} + \frac{\beta_l^2}{k_l^2 \cdot K_l^2} \right) \quad (12)$$

$$L_c = \left[\frac{2g \cdot \rho^2 \cdot \epsilon^3 \cdot \cos^3 \theta}{a_g \cdot (1-\epsilon)} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\beta_m^{3/2}}{(k_m \cdot K_m)^{\frac{1}{2}}} + \frac{\beta_l^{2.5}}{(k_l \cdot K_l)^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (13)$$

22 - Partie discontinue de l'écoulement : Modèle de gouttes progressant par bonds successifs avec frottement liquide-solide négligeable

Pour cette partie de la rétention, il n'est plus question de définir simplement et raisonnablement des notions comme le périmètre mouillé ou le

diamètre hydraulique équivalent. Nous proposons donc un modèle simple en rapport avec les constatations visibles ou intuitives de ce qui peut se passer au sein d'une colonne garnie.

Nous supposons que toutes les gouttes progressent par sauts d'une anfractuosité à une autre (fig. IV.2) et qu'elles se comportent de façon identique à une goutte moyenne qui serait arrêtée pendant le temps t_a et en mouvement uniformément accéléré pendant le temps t_m (fig. IV.3).

Les caractéristiques du mouvement des gouttes pendant le bond sont :

- vitesse initiale : $(u_o)_0 = 0$

- mouvement uniformément accéléré sur une distance d correspondant à la dimension d'un anneau Raschig avec une vitesse à un instant t :

$$(u_o)_t = g \cdot \cos \theta \cdot t \quad (14)$$

- arrêt brusque sur les parois d'une particule au moment où la goutte possède sa vitesse maximale $(u_o)_{\max}$:

$$(u_o)_{\max} = 2g \cdot \cos \theta \cdot d = (g \cdot \cos \theta \cdot t_m)^2 \quad (15)$$

Dans ce cas, la vitesse moyenne u_o de la goutte entre deux bonds successifs est :

$$u_o = \frac{1}{t_m + t_a} \int_0^{t_m} u_o \cdot dt = \left(\frac{t_m}{t_m + t_a} \right) \left(\frac{g \cdot \cos \theta \cdot t_m}{2} \right) = \left(\frac{t_m}{t_m + t_a} \right) \left(\frac{g \cdot \cos \theta \cdot d}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

et le débit sous forme de gouttes est :

$$L_o = \rho \cdot \epsilon \cdot \beta_o \cdot u_o \cdot \cos \theta = \left(\frac{t_m}{t_m + t_a} \right) \left(\frac{g \cdot d \cdot \rho^2 \cdot \epsilon^2 \cdot \cos^3 \theta}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \beta_o = I \left(\frac{g \cdot d \cdot \rho^2 \cdot \epsilon^2 \cdot \cos^3 \theta}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \beta_o \quad (17)$$

Il apparaît naturellement un indice de mobilité I :

$$I = \frac{t_m}{t_m + t_a} \quad (18)$$

Si toutes les gouttes sont immobiles, $t_m = 0$ et il vient $I = 0$.

Si toutes les gouttes sont mobiles, $t_a = 0$ et $I = 1$

Par conséquent, quand nous déterminerons au § 24 l'indice de mobilité par l'interprétation théorique des mesures de conductances et de rétention effectuées dans la colonne, il nous renseignera sur le temps d'arrêt et de mobilité des gouttes entre deux bonds successifs.

23 - Relations générales théoriques entre les fractions volumiques et la rétention dynamique et le débit liquide pour l'écoulement ruisselant

Le débit total est la somme des débits des parties continues et

discontinues de l'écoulement :

$$L = L_c + L_o \quad (19)$$

$$L = L_m + L_\ell + L_o \quad (20)$$

La somme des équations (12) et (17) ou (13) et (17) suivant que l'on suppose la partie continue de l'écoulement en régime laminaire ou tourbillonnaire donne les relations intrinsèques générales (21) et (22) :

$$L = \frac{4J^2}{\eta \cdot a_g \cdot (1-\epsilon) \cdot \cos \theta} \left(\frac{\beta_m^3}{X_m} + \frac{\beta_\ell^2}{X_\ell} \right) + I \cdot \left[\frac{g \cdot d \cdot \rho^2 \cdot \epsilon^2 \cdot \cos^3 \theta}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \beta_o \quad (21)$$

$$L = J \cdot \left(\frac{\beta_m^{3/2}}{F_m^{1/2}} + \frac{\beta_\ell^{2.5}}{F_\ell^{1/2}} \right) + I \cdot \left(\frac{g \cdot d \cdot \rho^2 \cdot \epsilon^2 \cdot \cos^3 \theta}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \beta_o \quad (22)$$

avec

$$J = \left[\frac{2g \cdot \rho^2 \cdot \epsilon^3 \cdot \cos^3 \theta}{a_g \cdot (1-\epsilon)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \begin{array}{ll} X_m = k_m^2 \cdot K_m & F_m = k_m \cdot f_m \\ X_\ell = k_\ell^2 \cdot K_\ell & F_\ell = k_\ell \cdot f_\ell \end{array}$$

24 - Méthode de calcul des débits sous forme de films L_m , de filets L_ℓ et de gouttes L_o

Nous nous proposons de calculer ces grandeurs à l'aide des équations (5) (21) (22) et des taux de rétention β_i , résultats d'interprétation du modèle à films, filets et gouttes.

Pour obtenir les valeurs des débits L_i , il est nécessaire de déterminer les valeurs des constantes X_m , X_ℓ et I ou F_m , F_ℓ et I suivant le régime d'écoulement envisagé. Pour cela, il faut connaissant les fractions volumiques β_i , comparer les débits mesurés expérimentalement avec ceux des équations (21) et (22). Pour chaque système liquide-solide, quand le débit varie de 0 à $17,5 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, nous disposons d'environ 10 points expérimentaux, c'est-à-dire 10 groupes de valeurs L , β_m , β_ℓ , et β_o . Nous avons donc à résoudre un système de 10 équations (21) ou (22) (numérotées de 1 à 10) à 3 inconnues X_m , X_ℓ et I ou F_m , F_ℓ et I . Par une technique de calcul sur ordinateur IBM 1130, nous avons résolu les combinaisons de 10 équations prises 3 à 3. Nous avons obtenu une très grande dispersion de valeurs des inconnues, notamment en combinant les premières équations relatives aux faibles débits avec les dernières équations relatives aux grands débits. Par contre en combinant les systèmes obtenus pour des débits voisins, par exemple 1.2.3, 2.3.4, 3.4.5, ..., il a été trouvé une bonne reproductibilité des valeurs des constantes X_m , X_ℓ ou F_m , F_ℓ , seule la valeur de I variant et augmentant avec la croissance de L . Ce résultat est logique : en effet, les valeurs de K_m , K_ℓ et F_m , F_ℓ sont relatives à des coefficients de frottement constants (f_m , f_ℓ) ou inversement proportionnelles à un nombre de Reynolds (K_m , K_ℓ) et à des constantes de proportionnalité entre des fractions de surface mouillées par le liquide et le volume

moissant (k_m , k_l). De plus, la variation de I signifie une variation de mobilité des gouttes. Les résultats concernant les différents garnissages et fluides sont reportés dans le tableau IV.1 avec la valeur de l'écart type σ'

TABLEAU IV.1

d 10^{-3} m.	J $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$	$X_l = k_l^2 K_l$	$X_m = k_m^2 K_m$	$F_l = k_l f_l$	$F_m = k_m f_m$
6,4 verre eau-air	53	4,3 $\sigma' = 0,9$	1,3 $\sigma' = 0,3$	0,05 $\sigma' = 0,02$	0,11 $\sigma' = 0,05$
10,3 verre eau-air	68	26,5	2,8	0,33 $\sigma' = 0,15$	0,10 $\sigma' = 0,29$
10,3 verre siliconé eau-air	73	26,5	2,8	0,20 $\sigma' = 0,10$	0,023 $\sigma' = 0,015$
10,3 verre Isopropanol-air	59	36 $\sigma' = 16$	2,3 $\sigma' = 0,95$	0,86 $\sigma' = 0,40$	0,16 $\sigma' = 0,08$
10,3 verre Saccharose-air	85,5	2,5 $\sigma' = 1,2$	4,2 $\sigma' = 1,3$		
22 polyéthylène eau-air	122			0,08 $\sigma' = 0,05$	0,17 $\sigma' = 0,07$

Nous donnons les valeurs de X_m , X_l et F_m , F_l à titre indicatif parce qu'elles n'ont aucune signification pratique, n'étant qu'un intermédiaire de calcul pour obtenir les débits L_i . Elles présenteraient un intérêt dans le cas où les valeurs de k_m et k_l seraient données, c'est-à-dire lorsqu'on connaît l'angle de mouillage, la forme géométrique de la section droite du liquide en écoulement ... Alors les valeurs de f_m et f_l déduites du tableau IV.1 seraient elles des coefficients de frottement liquide-solide. Ce serait le cas par exemple d'un écoulement sous forme de films recouvrant tout le garnissage ($k = 1$).

Remarque :

En ce qui concerne la résolution des systèmes formés avec les équations (21) ou (22), il est à noter que lorsqu'il est possible de trouver des solutions correspondant à un régime laminaire (X_m , X_l et I), il est impossible de trouver des solutions correspondant à un régime tourbillonnaire (F_m , F_l et I) et inversement, une superposition des deux régimes se faisant pour des valeurs à peu près semblables des nombres de Reynolds de l'équation (10).

Enfin, pour l'ensemble des calculs de débit, les valeurs de $\cos\theta$ sont celles déduites des coefficients de tortuosité obtenues à partir de mesure de porosité et de conductances électriques :

$$\cos\theta = \frac{1}{T} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{C_s}{C_o} \right)$$

PROST et LE GOFF [1] et des mesures récentes ont donné des valeurs de θ voisines de 50° .

3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

En plus des résultats de débit, de vitesse et d'indice de mobilité, nous rapporterons les résultats de texture, c'est-à-dire les pourcentages respectifs de volume liquide sous forme de films $\left(\frac{\beta_m}{\beta}\right)$, de filets $\left(\frac{\beta_l}{\beta}\right)$ et de gouttes $\left(\frac{\beta_o}{\beta}\right)$ (voir figure IV.4). Sur la figure IV.5, nous avons reporté les pourcentages respectifs de débit sous forme de films $\left(\frac{L_m}{L}\right)$, de filets $\left(\frac{L_l}{L}\right)$ et de gouttes $\left(\frac{L_o}{L}\right)$.

Au chapitre II, nous avons vu que lorsque le débit L tendait vers 0, il restait dans la colonne la rétention capillaire β_c sous forme de gouttes. Ainsi les rapports $\frac{\beta_i}{\beta}$ gardaient un sens mathématique puisqu'ils tendaient vers une limite

$$\left(\frac{\beta_m}{\beta} \rightarrow 0, \frac{\beta_l}{\beta} \rightarrow 0 \text{ et } \frac{\beta_o}{\beta} \rightarrow 1 \right)$$

Pour les rapports $\frac{L_i}{L}$, il y a indétermination lorsque le débit L tend vers 0 car les rapports se présentent sous la forme $\frac{0}{0}$; aussi nous avons extrapolé les courbes expérimentales qui laissent prévoir dans la plupart des cas 100 % du débit sous forme de gouttes pour les très faibles valeurs de L .

Sur la figure IV.6, nous avons reporté les vitesses moyennes u_i des films, des filets et des gouttes.

Enfin sur la figure IV.7 sont représentés les indices de mobilité des gouttes calculées par les relations (21), (22).

D'une façon générale, au fur et à mesure que le débit liquide augmente, les fractions de volume et de débit sous forme de films et de filets se développent au détriment des fractions correspondantes de gouttes qui pour les très petits débits liquides constituent la plus grande part de l'écoulement.

31 - Influence du diamètre de garnissage

Pour un écoulement d'eau, l'influence du diamètre de garnissage est présentée sur les fig. IV.4 (a-c-e) et IV.5 (a-c-e).

Sur les petits anneaux Raschig de 6,4 mm de diamètre, la texture du liquide sous forme de gouttes en général supérieure à 50 % est prépondérante. Mais le débit sous forme de gouttes devient très vite inférieur à 15 % pour $L > 5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Il en résulte que plus de 75 % du débit de l'écoulement se fait sous la forme continue de films et de filets. Les gouttes bougent peu ($I < 0,15$) avec des vitesses inférieures à 2cm/s, c'est-à-dire 5 à 10 fois plus petites que celles des films et des filets. Ainsi, en présence d'un écoulement de gaz, cette importante fraction volumique presque immobile provoquera l'engorgement rapide à contre-courant ou l'écoulement pulsé à co-courant par blocage de pores. De plus, elle conduit à une dispersion importante des vitesses des films, filets et gouttes, résultat analogue à ceux de la distribution des temps de séjour du liquide (fig. III.2 a).

Sur les anneaux Raschig de 10,3 mm de diamètre, quand L est supérieur à $5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, plus de 55 % du débit se fait sous forme de films et plus de 75 % sous forme continue de films et de filets. A la limite pour $L = 17,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ 90 % du débit a lieu sous cette forme continue.

Par ailleurs, on constate également que lorsque L est supérieur à $5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, seules les vitesses des films augmentent, les vitesses des filets et des gouttes restant constantes. La faible valeur de ces dernières et de leur indice de mobilité provoque une dispersion des vitesses (fig. IV.6c) donc des temps de séjour des éléments du liquide (fig. III.2c).

Sur les anneaux en polyéthylène de 22 mm de diamètre, le comportement du liquide est très différent des deux cas précédents : en effet, plus de 50 % du débit s'effectue de façon discontinue sous forme de gouttes et il n'y a pas de notables variations des fractions de débit avec L .

Par ailleurs, l'augmentation des vitesses avec le débit est importante et les valeurs obtenues, notamment pour les filets, sont beaucoup plus grandes que pour les deux autres diamètres de garnissage. Enfin l'indice de mobilité augmente avec L et a toujours une valeur plus élevée que dans les deux cas précédents.

En conclusion, pour les garnissages étudiés, les valeurs des 3 débits et leur évolution en fonction de L dépendent du diamètre des anneaux. En général, la fraction sous forme de films augmente le plus puisqu'aux très faibles débits liquides ($L < 2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), il n'y a pas assez de fluide dans la colonne pour mouiller de façon comparable toutes les parois des corps de remplissage et dans ce cas, cette fraction sous forme de filets reste constante ce qui laisserait supposer l'existence de chemins préférentiels stables dans le temps [2]. Par ailleurs, les 3 vitesses d'écoulement ont toujours des valeurs très différentes pour une valeur de L donnée. Cela explique la dispersion notable des temps de séjour des éléments de liquide.

Enfin les indices de mobilité augmentent lorsque la dimension du garnissage croît et n'augmentent avec le débit liquide que pour le garnissage de grand diamètre.

32 - Influence du mouillage du garnissage

Pour les anneaux de 10,3 mm, la comparaison des figures IV.4 (b-c-d) et IV.5 (b-c-d) montre l'influence très marquée du mouillage sur la texture et les débits.

Ainsi une faible tension superficielle (solution d'Isopropanol) favorise la texture sous forme de films et encore plus le débit sous forme de films. Par exemple pour L voisin de $15 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, 76 % du débit passe sous forme de films qui occupent 55 % du volume de liquide. Dans de telles conditions expérimentales, comme dans le cas de l'eau, près de 90 % du débit à lieu sous forme continue de films et de filets. Par ailleurs, si les vitesses de filets et des gouttes sont comparables, elles sont nettement plus faibles que celles des films. L'indice de mobilité des gouttes d'isopropanol est supérieur à celui des gouttes d'eau et augmente avec le débit liquide.

Le siliconage des anneaux, changeant la tension interfaciale solide-liquide, modifie les fractions volumiques (fig. IV.4 c-d) et les débits (fig. IV.5 c-d). Ainsi pour une valeur de L , les fractions de volume et de débit sous forme de films, prépondérantes pour un garnissage en verre, diminuent beaucoup au profit des filets et des gouttes pour un garnissage siliconé. Par exemple pour $L = 15 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ sur un garnissage hydrofuge, seulement 24 % du débit passe sous forme de films (occupant 22 % du volume de liquide) alors que pour le garnissage en verre 70 % du débit passe par cette même fraction (occupant 48 % du volume).

Par ailleurs sur un garnissage hydrofuge et dans nos conditions d'études, plus de 30 % du débit s'effectue sous forme discontinue. De plus, sur ce type de garnissage, les films, les filets et les gouttes s'écoulent à des vitesses comparables (fig. IV.6 d) ce qui explique une faible dispersion des temps de séjour (fig. III.é d). Enfin l'indice de mobilité des gouttes augmente beaucoup avec le débit liquide et est beaucoup plus grand que dans le cas du garnissage en verre (fig. IV.7 c-d). Cela provient du fait que sur une paroi siliconé, les gouttes ne peuvent que difficilement rester immobiles.

33 - Influence de la viscosité du liquide

Elle apparaît sur les figures IV.4 (c-f) et IV.5 (c-f) relatives à un écoulement d'eau et à celui d'une solution de saccharose à travers le garnissage de 10,3 mm. Si, quel que soit le débit liquide, une augmentation de la viscosité favorise très nettement le volume de films, il n'en est pas de même pour le débit.

Lorsque $L < 5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, le débit s'effectue principalement par les filets et les gouttes. Même pour $L = 5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, moins de 40 % du débit s'effectuent par l'intermédiaire des films qui en volume occupent pourtant 52,5 % de la rétention. Il s'en suit que dans cette zone d'étude, la très

importante fraction volumique sous forme de films s'écoule à une vitesse inférieure à celle des filets et des gouttes (fig. IV.6 f). La partie continue du débit s'effectue par les filets.

Lorsque $L > 5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, la plus grande fraction de débit sous forme de films est celle de la plus grande fraction volumique. Aussi pour $L = 10,3 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, 65 % du débit s'effectue par les 70 % de texture sous forme de films. Il faut toutefois remarquer la part importante du débit sous forme de filets (30 %) qui était moins pour l'eau (20 %), si bien que dans cette zone de débit, plus de 80 % du débit passe par la partie continue sous forme de films et de filets. Par suite, ces derniers occupant un faible volume tout s'écoule avec des vitesses supérieures aux films et gouttes (fig. IV.6 f).

D'une façon générale, l'indice de mobilité d'un fluide visqueux est très faible ($< 0,15$), inférieur à celui de l'eau (fig. IV.7 c-f) et semble diminuer pour les grands débits liquides. Aussi pour $L = 10,3 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, 90 % du débit se fait par la partie continue, les gouttes ne participent plus à l'écoulement puisque leur vitesse, déjà faible, a encore diminué ; celles-ci sont littéralement bloquées et isolées. Un résultat analogue a été obtenu sur le petit diamètre de garnissage (fig. IV.5 a), mais pour un débit liquide plus élevé ($L = 17,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

Remarque :

On pouvait a priori se demander si une texture prépondérante en volume pouvait ne pas le rester en débit. Le cas ne s'est rencontré qu'avec les anneaux de 6,4 mm. En effet, les filets qui occupent le plus faible volume relatif de liquide (moins de 20 %) contiennent plus de 50 % du débit. Ce cas est assez remarquable et a pour conséquence immédiate une vitesse moyenne des filets très supérieure à celle des films et des gouttes.

4 - CONCLUSIONS ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE LA LITTERATURE

Les mesures de rétention de liquide en écoulement ruisselant par gravité pour différents débits ont fait l'objet de nombreuses études. Comme nous l'avons vu au chapitre II, bon nombre d'auteurs présentent leurs résultats sous forme d'équations empiriques ou de relations provenant de l'expérience et de l'analyse dimensionnelle. Seuls DAVIDSON [3, 4] et récemment BUCHANAN [4] ont présenté des résultats fondés sur une analyse théorique des phénomènes.

En fait, que ce soit de façon empirique, adimensionnelle ou théorique, tous les auteurs sont d'accord pour relier le taux de rétention non capillaire au débit liquide par une expression ou une somme d'expression de la forme :

$$\beta_{nc} = A \cdot L^a \quad (23)$$

- A étant une fonction du diamètre du garnissage et des propriétés physiques du liquide.

- a étant une fonction du type et de l'état de surface du garnissage.

C'est en réalité ce que nous avons obtenu dans les équations théoriques (21) et (22).

- Coefficients J, k_i , f_i pour A

- Coefficients $3-2n$, $\frac{3-n}{2}$ et 1 pour a (n = 0 pour les films, n = 0,5 pour les filets)

Mais la plupart des auteurs sont en désaccord sur les valeurs à attribuer au coefficient a (variant entre 0,33 et 1) car il est nécessaire de connaître les différentes fractions β_i de la texture du liquide et leurs vitesses v_i correspondantes, le débit massique étant proportionnel au produit de ces deux grandeurs. Ce sont le ou les plus grands débits qui régiront la mécanique de l'écoulement et par suite les valeurs de l'exposant a. En effet, les cas extrêmes de la théorie du § 2 sont ceux d'un écoulement sous forme d'une texture idéale composée uniquement de films, de filets ou de gouttes. Ils sont représentés par les équations du type :

$$\beta_i = A_i L^{a_i} \quad (24 - 28) \quad (\text{tableau IV.2})$$

TABLEAU IV.2

: Texture	:	:	:	:	:	:
: limite	:	films	films	filets	filets	:
: idéale	:	laminaires	tourbillonnaires	laminaires	tourbillonnaires	gouttes
:	:	:	:	:	:	:
:	:	m	m	1	1	0
:	:	:	:	:	:	:
:	:	0,33	0,66	0,5	0,8	1
:	:	:	:	:	:	:
:	:	24	25	26	27	28
:	:	:	:	:	:	:
:	:	:	:	:	:	:

Le tableau IV.2 montre que les valeurs du coefficient a sont bien du même ordre de grandeur que celles de la littérature. Elles varient de 0,33 pour un écoulement laminaire de films à 1 pour un écoulement discontinu de gouttes. Ainsi à titre d'exemple, avec les systèmes de notre étude, lorsque les débits sont supérieurs à $5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, à part le cas de la solution de saccharose, la partie continue de l'écoulement est en régime tourbillonnaire. Pour les garnissages en verre, nous avons trouvé expérimentalement (tableau II.1) un exposant a voisin de 0,67. Or, on constate (fig. IV.5 b-c) que sur les anneaux de 10,3 mm de diamètre, plus de 60 % de débit d'eau ou d'isopropanol s'effectue sous forme de films tourbillonnaires dont l'exposant correspondant est 0,66 (équation 25). De plus quand L augmente, les autres fractions de débit restent constantes ou diminuent. De même sur les anneaux de 6,4 mm, 90 % du débit s'effectue par les films et les filets dont les exposants correspondants sont 0,66 et 0,8 (équations 25 et 27). Par ailleurs pour les garnissages hydrofuges ou de moindre mouillabilité, aucune formule de la littérature ne rend compte de nos résultats où l'exposant a prend les valeurs voisines de 0,8 : cela provient de ce que 75 % du débit (fig. IV.5 d-e) s'effectue sous forme de filets et de gouttes d'exposants respectifs 0,8 et 1 (équations 27 et 28).

Il est donc logique que les théories de NUSSELT et DAVIDSON donnant 0,33 comme valeur de l'exposant ne rendent pas compte de la valeur expérimentale de ce coefficient. En effet, elles ne sont relatives qu'à un écoulement de films laminaires. Or, le garnissage qui est une succession de coudes, de rétrécissements, d'élargissements, ... favorise, pour des débits élevés de liquide, la formation de tourbillons où une fraction constante de l'énergie cinétique du liquide est dégradée en chaleur. De plus, pour les faibles débits ($L < 5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), nous avons vu qu'il est en général impossible d'obtenir une importante fraction de débit sous forme de films, même dans le cas d'une solution de saccharose. Les filets et les gouttes participent pour la majeure partie au débit avec des exposants a valant 0,5 et 1.

NOTATIONS

a	Exposant dans l'équation (23).
a_i	Exposants dans les équations (24 - 28).
a_g	Aire spécifique d'un anneau Raschig, m^{-1} .
a_l	Aire spécifique du lit garni, m^{-1} , $a_l = a_g(1-\epsilon)$.
a_{LG_i}	Aire spécifique d'interface liquide-gaz du taux de rétention β_i , m^{-1} .
a_{LS_i}	Aire spécifique du solide mouillée par le taux de rétention β_i , m^{-1} .
A	Coefficients dans l'équation (23).
A_i	Coefficients dans les équations (24 - 28).
C_o	Conductance électrique propre de la phase liquide, Ω^{-1} .
C_s	Conductance électrique apparente du garnissage complètement noyé, Ω^{-1} .
d	Diamètre nominal d'un anneau Raschig, m .
d_{ei}	Diamètre hydraulique équivalent, m .
f_i	Coefficient de frottement liquide-solide.
F_m, F_l	Constantes dans l'équation (22).
g	Accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$.
$i=m, l, 0$	Indices relatifs aux films, filets et gouttes.
I	Indice de mobilité.
J	Coefficients dans les équations (21) et (22).
k_i	Constantes dans l'équation (1).
K_i	Constantes dans l'équation (8).
L	Débit spécifique massique global du liquide, $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
L_i	Débit spécifique massique partiel du liquide, $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
L_c	Débit spécifique massique de la partie continue de l'écoulement, $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
L_o	Débit spécifique massique de la partie discontinue de l'écoulement (gouttes), $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
P_i	Périmètre mouillé par unité de section de colonne, m .
Re_i	Critère de Reynolds, $Re_i = \frac{\rho \cdot u_i \cdot d_{ei}}{\eta}$
t_a	Temps pendant lequel les gouttes sont immobiles, s .
t_m	Temps pendant lequel les gouttes sont mobiles, s .
T	Facteur de tortuosité, $T = \frac{1}{\cos \theta}$
u_i	Vitesse réelle moyenne de l'écoulement sous forme de films ou de filets, $m.s^{-1}$.
$\bar{u}_o, \bar{u}'_o$	Vitesse réelles moyennes de l'écoulement sous forme de gouttes, $m.s^{-1}$.
X_m, X_l	Constantes dans l'équation (21).

α_{LS_i}	Fraction de surface de garnissage mouillée par le taux de rétention β_i .
β	Taux de rétention du liquide ($\beta = \beta_c + \beta_{nc}$).
β_{nc}	Taux de rétention non capillaire.
β_c	Taux de rétention capillaire.
e	Porosité du garnissage.
η_L	Viscosité du liquide, $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$.
ρ_L	Masse volumique du liquide, kg.m^{-3} .
σ'	Ecart type.
τ_{LG_i}	Contrainte de frottement à l'interface liquide-gaz, $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$.
τ_{LS_i}	Contrainte de frottement à l'interface liquide-solide, $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$.
Ω	Section de la colonne, m^2 .

REFERENCES CITEES

- [1] PROST C., LE GOFF F., *Chim. et Ind., Gen. Chim.*, 1964, 91, 6
- [2] LESPINASSE B., *Rev. Inst. Fr. Pet.*, 1962, 17, 1
- [3] DAVIDSON J.F., *Trans. Inst. Chem. Engrs.*, 1959, 37, 131
- [4] DAVIDSON J.F., CULLEN E.J., HANSON D., ROBERTS D., *Trans. Inst. Chem. Engrs.*,
1959, 37, 122
- [5] BUCHANAN J.E., *Ind. Eng. Chem. Fund.*, 1967, 6, 400

CHAPITRE V

ETUDE DE L'ECOULEMENT DIPHASE GAZ-LIQUIDE A CO-COURANT VERS LE BAS

Après avoir jusqu'à présent étudié la phase liquide, nous allons maintenant porter notre attention plus spécialement sur l'écoulement simultané des deux phases à co-courant vers le bas dans le garnissage. Le choix de ce type d'écoulement se justifie par le fait qu'il a été relativement peu étudié comparativement à l'écoulement à contre-courant.

Ainsi nous présentons, pour les colonnes arrosées, de nouveaux résultats que nous comparerons avec ceux obtenus par d'autres auteurs pour les colonnes noyées. Nous montrerons que l'équation empirique de LARKINS et coll. [9] convient assez bien, à condition d'établir correctement les bilans d'énergie dans les fluides en écoulement et de les adapter aux conditions expérimentales de l'étude.

PLAN

<u>1 - INTRODUCTION</u>	p. V-1
<u>2 - MODELE D'ECOULEMENT DU GAZ ET DU LIQUIDE</u>	p. V-1
<u>3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	p. V-2
<u>4 - ANALYSE THEORIQUE DE LA CHUTE DE PRESSION DANS LES ECOULEMENTS DIPAHSES</u> . .	p. V-3
<u>41 - Equation de conservation de la quantité de mouvement</u>	p. V-4
<u>42 - Equation de conservation de l'énergie</u>	p. V-5
<u>43 - Mode de pondération d'un bilan d'énergie</u>	p. V-6
<u>44 - Définition des cas limites</u>	p. V-6
<u>45 - Remarque sur les mesures de chute de pression</u>	p. V-7
<u>5 - COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC CEUX DE LA LITTERATURE</u>	p. V-7
<u>51 - Comparaison avec les résultats de LARKINS</u>	p. V-8
<u>52 - Comparaison avec un bilan d'énergie.</u>	p. V-9
<u>53 - Utilisation du bilan d'énergie</u>	p. V-9
<u>54 - Discussion sur les bilans d'énergie des colonnes noyées ou arrosées</u> .	p. V-10
<u>55 - Critique de la notion de fluide équivalent</u>	p. V-11
<u>56 - Comparaisons avec le modèle à deux phases continues de SWEENEY</u>	p. V-13
<u>6 - CONCLUSIONS</u>	p. V-15

1 - INTRODUCTION

Parmi les écoulements possibles dans les colonnes, le type rencontré et étudié le plus fréquemment est l'écoulement forcé d'un gaz à contre-courant d'un liquide qui ruisselle par gravité sur le garnissage. Cette opération est limitée par l'engorgement que nous avons étudié au chapitre I et qui est obtenu lorsque toutes les forces exercées sur le liquide deviennent égales aux forces de pesanteur.

Par contre, cette limitation n'existe pas pour les colonnes fonctionnant à co-courant, c'est-à-dire en introduisant simultanément les deux fluides en haut ou en bas du garnissage.

Toutefois, si du point de vue purement de la mécanique des fluides cette opération à co-courant, qui élimine l'engorgement, apparaît avantageuse, il n'en est pas de même du point de vue du transfert de matière.

En effet, les opérations à co-courant permettent d'obtenir un nombre d'Unités de Transfert aussi grand que l'on veut, alors que les opérations à co-courant sont limitées à une seule Unité de Transfert. Toutefois, comme l'ont mentionné DODDS et coll. [1], WEN et coll. [2] et REISS [3], il existe un certain nombre de procédés de contact gaz-liquide qui ne nécessitent pas plus d'une Unité de Transfert. Il suffit pour cela que la concentration ou la pression partielle de soluté dans l'une des phases reste pratiquement constante. Cela se produit par exemple lorsque le soluté est consommé par une réaction chimique (absorption de CO_2 en milieu alcalin) ou lorsque les débits molaires des deux phases sont très différents (désorption de l'oxygène de l'eau par l'air).

Dans ces cas, le fonctionnement à co-courant permet de traiter de plus grands débits de gaz et de liquide dans une colonne de dimensions données - ou inversement de se contenter d'un plus petit appareil pour traiter des débits donnés.

2 - LES MODES D'ECOULEMENT DU GAZ ET DU LIQUIDE

On peut distinguer plusieurs modes d'écoulement du gaz et du liquide dans les colonnes à garnissage.

Généralement, les études de l'écoulement à co-courant se font à débit de liquide constant et en introduisant un gaz dont on augmente progressivement le débit initialement nul jusqu'aux valeurs maximales offertes par les possibilités de l'installation. Dans le cas d'écoulements vers le bas, on rencontre deux séries différentes de répartition de liquide et de gaz suivant la façon dont les phases en présence ont été mises en contact.

Si initialement le liquide occupe tout le volume de vide du garnissage ("single phase flow"), on peut parler de colonne noyée (fig. V.1) et lorsqu'on augmente progressivement le débit gazeux, à partir d'une certaine valeur, on observe successivement :

- un mélange de liquide continu et de bulles de gaz ("bubble flow", ou "homogeneous flow").

- un écoulement pulsé ou à ségrégation longitudinale ou encore par vagues ("slug flow") caractérisé par des bouchons alternés de gaz et de liquide plus ou moins denses.

- enfin un écoulement en brouillard ("blurring flow" ou "spray flow") comportant une partie de liquide sous forme de film continu recouvrant le garnissage et dont l'épaisseur diminue avec l'augmentation de G et une partie entraînée par le gaz sous forme de gouttelettes qui sans cesse se forment et disparaissent en revenant dans le film.

Si, au contraire, initialement le liquide ruisselle sur le garnissage ("trickling flow"), on peut parler de colonne arrosée (fig. V.1) et au fur et à mesure de l'augmentation de G, on observe successivement :

- un écoulement à ségrégation radiale dans lequel le liquide et le gaz cheminent côte à côte sans interaction notable ("channeled flow").

- un écoulement de transition dont les caractéristiques sont les mêmes que le précédent, mais avec l'apparition de rides sur la surface du liquide ("rippling flow").

- éventuellement un écoulement pulsé suivant la porosité et la nature des fluides en présence.

- enfin, l'écoulement en brouillard (dont les caractéristiques sont les mêmes que celui observé en colonne noyée).

On voit donc que la différence entre ces deux séries de modèles, due à la façon dont on a mis initialement les deux fluides en présence, disparaît dès l'apparition de l'écoulement pulsé s'il existe, ou lors de l'écoulement sous forme de brouillard.

Jusqu'à présent, la plupart des études et des relations proposées ont porté sur les colonnes noyées. Nous avons étudié les colonnes arrosées.

3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous présentons les résultats de perte de charge et de taux de rétention correspondant à des débits liquides constants lorsqu'on augmente progressivement le débit gazeux.

Aux faibles débits d'air, le liquide ruisselle et la phase gazeuse est continue. Le taux de rétention diminue peu avec G (fig. V.2) tandis que la perte de charge augmente régulièrement (fig. I.5 a, V.3 et I.6 a).

Lorsqu'on augmente davantage le débit d'air, il apparaît l'écoulement en brouillard précédé du régime pulsé seulement pour le système eau-air avec des anneaux Raschig de 6,4 mm et 10,3 mm. L'apparition de ces nouveaux régimes provoque une cassure dans les courbes de perte de charge et une diminution très rapide du taux de rétention lors de l'écoulement pulsé (fig. I.5 a et V.3).

Nous avons déjà présenté au chapitre II l'évolution de la texture du liquide sous forme de films β_m , de filets β_L et de gouttes β_0 en fonction du débit de gaz pour l'écoulement à co-courant. A titre d'exemple, la figure V.4

permet de comparer simultanément les variations de la perte de charge du gaz, de la texture et de la rétention du liquide pour un débit d'eau de $17,5 \text{ kg. m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ sur des anneaux Raschig de 6,4 mm. On constate que pour de faibles débits de gaz, la texture reste celle de l'écoulement ruisselant. Elle subit de profonds changements au moment de l'écoulement pulsé pour n'être finalement composée que de films et de gouttelettes emportées par le gaz : c'est l'écoulement en brouillard.

Toutefois, d'une façon générale, l'ensemble des résultats montre qu'il existe deux régimes bien déterminés d'écoulement gaz-liquide auxquels correspondent deux pentes distinctes des courbes de perte de charge du gaz. (fig. I.5 a, V.3 et I.6 a).

- liquide ruisselant et gaz en écoulement continu sans grande interaction
- Ecoulement en brouillard avec grande interaction

Ces deux régimes sont séparés par une zone de transition à laquelle correspond éventuellement un écoulement pulsé consécutif à la formation de rides à la surface du liquide. Cet écoulement est visible si la hauteur de la crête des rides est au moins égale au diamètre du garnissage amenant un phénomène de blocage-déblocage des pores du à l'accélération du liquide par le gaz. Cela se produit si le débit de liquide est grand ($> 10 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour l'eau), si le diamètre du garnissage est petit ($< 10,3 \text{ mm}$) ou si la tension superficielle du liquide est suffisamment élevée. Nous n'avons pas observé cet écoulement pulsé pour les solutions d'isopropanol et de saccharose, ni pour les garnissages hydrofuges.

Sur la figure V.5, nous avons reporté en fonction de L et G , les points qui correspondent au changement de régime d'écoulement pour les divers liquides et garnissages étudiés. On constate que pour de faibles débits liquides, il est possible d'obtenir des débits gazeux très élevés sans observer de changement. Par contre, pour des grands débits liquides, de faibles débits gazeux suffisent à provoquer un changement de régime.

Si l'on excepte ceux relatifs à la solution de saccharose, les points sont assez bien groupés et délimitent une zone qui est voisine de la courbe de transition proposée par WEEKMAN et MYERS [4] pour des expériences effectuées sur des lits de sphères.

Toutefois, les résultats de la figure V.5 ne devront être utilisés que pour des écoulements de liquides de viscosité ou de tension superficielle voisines de celles de l'eau sur des anneaux Raschig. En effet, on remarque que les points expérimentaux relatifs à la solution de saccharose sont complètement en dehors de la zone de transition.

4 - ANALYSE THEORIQUE DE LA CHUTE DE PRESSION DANS LES ECOULEMENTS DIPHASES DE GAZ ET DE LIQUIDE.

Afin d'interpréter les résultats précédents, nous allons écrire les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie pour l'écoulement diphasé dont nous comparerons la chute de pression à celle des écoulements monophasés de chacune des phases.

Les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie conduisent à deux interprétations différentes de la chute de pression.

Considérons un élément de colonne garnie, de volume $\Omega \cdot \Delta Z$ dans lequel s'écoulent à co-courant vers le bas du liquide et du gaz avec des vitesses $u_L = \frac{L}{\rho_L \epsilon \beta}$ et $u_G = \frac{G}{\rho_G \epsilon \cdot (1-\beta)}$ (fig.V.6).

Nous ferons les hypothèses suivantes :

- le régime d'écoulement est stationnaire : il n'y a pas d'accumulation de quantité de mouvement au sein du garnissage (les fluides entrent et sortent à la même vitesse).

- Il n'existe pas de gradient de pression dans toute section droite perpendiculaire à la direction moyenne de déplacement des fluides.

- L'écoulement diphasé est isotherme.

- Le théorème de DUPUIT [5] : s'applique à la fois au gaz, au liquide et au garnissage c'est-à-dire, que la fraction de section de colonne occupée par chacune de ces phases est égale à la fraction volumique correspondante mesurée dans la colonne.

- Enfin, il n'y a pas de transfert de matière entre le gaz et le liquide.

41 - Equation de conservation de la quantité de mouvement

Avec les hypothèses précédentes, cette équation se ramène à un simple bilan de forces :

$$\left[\begin{array}{c} \text{Forces de} \\ \text{pression} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \text{Forces de} \\ \text{pesanteur} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \text{Forces de frottement} \\ \text{des fluides sur} \\ \text{le solide} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \text{Forces de frot-} \\ \text{tement entre les} \\ \text{fluides} \end{array} \right]$$

soit, pour le liquide :

$$\epsilon \cdot \beta \cdot \Omega \cdot \Delta P + \epsilon \cdot \beta \cdot \Omega \cdot \rho_L \cdot g \cdot \Delta Z = \alpha_{LS} \cdot \tau_{LS} \cdot a_g \cdot (1-\epsilon) \cdot \Omega \cdot \Delta Z + \tau_{LG} \cdot a_{LG} \cdot \Omega \cdot \Delta Z \quad (1)$$

de même pour le gaz :

$$\epsilon \cdot (1-\beta) \cdot \Omega \cdot \Delta P + \epsilon \cdot (1-\beta) \cdot \Omega \cdot \rho_G \cdot g \cdot \Delta Z = (1-\alpha_{LS}) \cdot \tau_{GS} \cdot a_g \cdot (1-\epsilon) \cdot \Omega \cdot \Delta Z - \tau_{LG} \cdot a_{LG} \cdot \Omega \cdot \Delta Z \quad (2)$$

L'addition des équations (1) et (2) en divisant par $\epsilon \cdot \Omega \cdot \Delta Z$, fournit le bilan global des forces par unité de volume de vide du garnissage (volume occupé par les deux fluides)

$$\frac{\Delta P}{\Delta Z} + g \cdot [\rho_L \cdot \beta + \rho_G \cdot (1-\beta)] = a_g \cdot \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon} \cdot [\alpha_{LS} \cdot \tau_{LS} + (1-\alpha_{LS}) \cdot \tau_{GS}] \quad (3)$$

Nous désignerons par δ_{LG} le premier membre de cette équation dont la valeur absolue est égale au module de la résultante des forces de frottement. En l'exprimant en mètres de colonne d'eau par mètre de garnissage (m.C.E/m), il prend la forme adimensionnelle suivante :

$$\delta_{LG} = \frac{\Delta H}{\Delta Z} = \frac{1}{\rho_e} \cdot [\rho_L \cdot \beta + \rho_G \cdot (1-\beta)] \quad (4)$$

Remarque

L'expression (4) aurait pu être obtenue directement à partir de l'équation de l'énergie par unité de masse pour un fluide unique, de densité constante et indépendamment du temps (équation de BERNOULLI). En effet, il suffit d'additionner les deux équations relatives à chaque fluide et pondérées par la masse de la phase correspondante.

42 - Equation de conservation de l'énergie

Toujours avec les mêmes hypothèses, et si l'on se réfère à l'unité de temps, cette équation se ramène à un bilan de puissance :

$$\left[\begin{array}{l} \text{Débit d'énergie} \\ \text{mécanique perdue} \\ \text{par les fluides} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{Débit d'énergie} \\ \text{dégradée en} \\ \text{chaleur} \end{array} \right]$$

soit, pour le liquide :

$$\epsilon \cdot \Omega \cdot \beta \cdot u_L \cdot \Delta P + g \cdot \epsilon \cdot \Omega \cdot \beta \cdot \rho_L \cdot u_L \cdot \Delta Z = P_L \quad (5)$$

de même, pour le gaz :

$$\epsilon \cdot \Omega \cdot (1-\beta) \cdot u_G \cdot \Delta P + g \cdot \epsilon \cdot \Omega \cdot (1-\beta) \cdot \rho_G \cdot u_G \cdot \Delta Z = P_G \quad (6)$$

L'addition des équations (5) et (6) en divisant par $\epsilon \cdot \Omega \cdot \Delta Z$, fournit le bilan énergétique global du mélange diphasé :

$$\left[u_L \cdot \beta + (1-\beta) \cdot u_G \right] \cdot \frac{\Delta P}{\Delta Z} + g \cdot \left[\rho_L \cdot u_L \cdot \beta + \rho_G \cdot u_G \cdot (1-\beta) \right] = P \quad (7)$$

Le membre de droite de l'équation (7) représente l'énergie dégradée en chaleur au sein des fluides par unité de volume de vide du garnissage et par unité de temps. Désignons par δ'_{LG} cette perte d'énergie mécanique du système où les pressions sont exprimées en m.C.E/m. Il vient :

$$\delta'_{LG} = \left[\beta \cdot u_L + (1-\beta) \cdot u_G \right] \cdot \frac{\Delta H}{\Delta Z} + \frac{1}{\rho_e} \left[\rho_L \cdot u_L \cdot \beta + \rho_G \cdot u_G \cdot (1-\beta) \right] \quad (8)$$

Si l'on veut par ailleurs présenter δ'_{LG} en fonction des débits massiques superficiels des fluides L et G, on écrit :

$$\delta'_{LG} = \left(\frac{L}{\rho_L} + \frac{G}{\rho_G} \right) \cdot \frac{\Delta H}{\Delta Z} + \frac{1}{\rho_e} \cdot (L+G) \quad (9)$$

Les termes δ_{LG} et δ'_{LG} des équations (4) et (9) sont deux termes caractérisant les frottements des fluides sur le solide et l'un sur l'autre.

Mais, δ_{LG} est un terme proportionnel à une force de frottement par unité de volume de vide du garnissage (équation 4),

δ'_{LG} est un terme proportionnel à une énergie de frottement par unité de volume de vide du garnissage et par unité de temps (équation 9).

Remarque

Contrairement à δ'_{LG} qui est adimensionnel, le terme δ'_{LG} à la dimension $[L.T^{-1}]$. On peut le mettre aussi sous une forme adimensionnelle comparable à δ'_{LG} en divisant les deux termes de l'équation (8) par la vitesse moyenne :

$$u_m = \beta \cdot u_L + (1-\beta) \cdot u_G$$

Il vient :

$$\delta''_{LG} = \frac{\Delta H}{\Delta Z} + \frac{1}{\rho_e} \cdot \left[\rho_L \cdot \beta \cdot \frac{u_L}{u_m} + \rho_G \cdot (1-\beta) \cdot \frac{u_G}{u_m} \right] \quad (10)$$

43 - Modes de pondération des bilans d'Energie

Nous avons vu qu'on peut considérer le terme de frottement δ'_{LG} de l'équation (4) déduit d'un bilan de forces sur chacune des phases comme le résultat de l'écriture d'un bilan d'énergie par unité de volume sur chaque fluide que l'on a pondéré par la masse de la phase correspondante. De même l'expression (8) peut être interprétée comme le résultat d'un bilan d'énergie par unité de volume et de temps donc de puissance sur chaque fluide que l'on a pondéré par les débits massiques de chaque phase.

Or VOHR [6], LAMB et WHITE [7] ont démontré que l'équation de l'énergie relative à un seul fluide est applicable à un système diphasé en additionnant les équations énergétiques ramenées à l'unité de masse pour chaque phase si et seulement si elles sont pondérées par le débit massique interstitiel correspondant ($\rho_L \cdot \beta \cdot u_L$ pour le liquide $\rho_G \cdot (1-\beta) \cdot u_G$ pour le gaz, équation (8)), et non par la masse de chaque phase contenue dans la section de passage correspondante ($\rho_L \cdot \beta$ et $\rho_G \cdot (1-\beta)$, équation (4)).

Nous insistons sur l'importance du mode de pondération qui conduit à un bilan d'énergie car nous verrons au § 53 que certains auteurs utilisent une équation d'énergie avec des termes exprimées en m.C.E./m qui sont l'expression (4) alors qu'ils devraient être ceux de l'expression (10).

En fait, ces deux expressions ne sont identiques que si $u_L = u_G = u_m$ c'est-à-dire si le gaz et le liquide ont la même vitesse réelle. Dans ce cas on peut assimiler le mélange diphasé à un fluide équivalent de densité

$$\rho_m = \rho_L \cdot \beta + \rho_G \cdot (1-\beta)$$

44 - Définition des cas-limites

Au paragraphe 5, nous serons amenés à comparer les grandeurs δ'_{LG} et δ'_{LG} aux valeurs particulières qu'elles prennent dans les deux cas-extrêmes où le gaz s'écoule seul et où le liquide s'écoule seul. Précisons dès à présent ces valeurs-limites :

- Dans le cas d'un écoulement de gaz seul, il vient $L = 0$ et nous considérons que la rétention capillaire est négligeable ($\beta=0$). Les relations (4) et (8) se réduisent donc à :

$$\delta_G = \left(\frac{\Delta H}{\Delta Z} \right)_G + \frac{\rho_G}{\rho_e} \quad (11)$$

et

$$\delta'_G = G \cdot \left[\frac{1}{\rho_G} \cdot \frac{\Delta H}{\Delta Z} + \frac{1}{\rho_e} \right] = \frac{G}{\rho_G} \cdot \delta_G \quad (12)$$

- Dans le cas d'un écoulement de liquide seul, soit $G = 0$, nous pouvons distinguer deux cas :

- en colonne noyée, nous considérerons que la fraction de volume occupée par des bulles de gaz fixes dans le garnissage est négligeable, soit $\beta = 1$ dans tous les cas ; on a alors :

$$\delta_{LN} = \left(\frac{\Delta H}{\Delta Z} \right)_L + \frac{\rho_L}{\rho_e} \quad (13)$$

et

$$\delta'_{LN} = L \cdot \left[\frac{1}{\rho_L} \cdot \frac{\Delta H}{\Delta Z} + \frac{1}{\rho_e} \right] = \frac{L}{\rho_L} \cdot \delta_{LN} \quad (14)$$

- en colonne arrosée, par contre, la rétention β a une valeur quelconque, qui dépend du débit de liquide, mais la chute de pression est toujours négligeable (dans le domaine de débits liquides que nous avons utilisés) de sorte que les relations (4) et (8) se réduisent à :

$$\delta_{LA} = \frac{\rho_L}{\rho_e} \cdot \beta \quad (15)$$

$$\delta'_{LA} = \frac{L}{\rho_e} = \frac{L}{\rho_L \cdot \beta} \cdot \delta_{LA} \quad (16)$$

45 - Remarque sur les mesures de chute de pression

D'une façon générale nous désignons par $\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ la chute de pression exprimée en m.C.E./m entre deux sections droites de la colonne garnie.

Dans le cas des colonnes arrosées, elle est mesurée dans le gaz et donnée directement par la lecture d'un manomètre différentiel.

Dans le cas des colonnes noyées, elle est mesurée dans le liquide à l'aide de deux tubes piezométriques dont les prisés sont distantes de ΔZ . Si Δh est la dénivellation lue sur les tubes, il vient :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Z} = - \frac{\rho_L}{\rho_e} + \frac{\Delta h}{\Delta Z} \quad (17)$$

5 - COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC CEUX DE LA LITTERATURE

Les auteurs qui ont présenté des relations semi-empiriques de chute de pression et de rétention pour les écoulements à co-courant dans les colonnes ont, soit appliqué aux garnissages les théories de LOCKHART et MARTINELLI [8] relatives à des écoulements diphasés dans des tuyaux horizontaux [9][4][3], soit employé l'analyse dimensionnelle [11][12].

Avec les mêmes hypothèses que celles du §4 la plupart d'entre eux ont utilisé le modèle d'un fluide moyen et ont présenté des relations entre δ_{LG} , δ_{LN} et δ_{GN} groupés sous forme de termes adimensionnels.

Ils explicitent le terme δ_{LG} au moyen de coefficients de frottement liquide-solide f_L , gaz-solide f_G pour chacun des fluides en écoulement dans un lit restreint par la présence de l'autre fluide ou au moyen d'un coefficient de frottement du "fluide équivalent" sur le solide, soit f_{LG} :

$$\delta_{LG} = \frac{2f_L \cdot \rho_L \cdot u_L^2}{(\epsilon \cdot \beta)^m \cdot d} = \frac{2f_G \cdot \rho_G \cdot u_G^2}{[\epsilon \cdot (1-\beta)]^m \cdot d} = \frac{2f_{LG} \cdot \rho_G \cdot u_G^2}{d_h}$$

Il faut remarquer que ces relations ne sont que des définitions des coefficients f_L , f_G et f_{LG} . Suivant les habitudes en mécanique des fluides, les auteurs expriment ces coefficients en fonction d'un ou de deux critères de REYNOLDS. Ainsi EISENKLAM et coll. [11] et TURPIN et coll. [12] utilisent des relations empiriques entre :

$$f_L, f_G \text{ ou } f_{LG} \text{ et } \frac{(Re_L)^\alpha}{(Re_G)^\gamma}$$

où les exposants α et γ sont déterminés expérimentalement. LARKINS et coll. [9] et WEEKMAN et coll. [10] prennent une relation du type de celle de BLASIUS :

$$f_L = \frac{K_L}{\left[\frac{Re_L}{(\epsilon \cdot \beta)^n} \right]^s} \quad \text{et} \quad f_G = \frac{K_G}{\left[\frac{Re_G}{[\epsilon \cdot (1-\beta)]^n} \right]^s}$$

En remplaçant les valeurs de f_L , f_G et f_{LG} dans δ_{LG} il apparaît naturellement les relations suivantes :

$$\delta_{LG} = F_1(\delta_{LN}, \epsilon \cdot \beta) = F_2[\delta_{GN}, \epsilon \cdot (1-\beta)]$$

En écrivant que la somme des volumes occupés par le liquide et par le gaz est égale au volume de vide du garnissage

$$\epsilon \cdot \beta + \epsilon \cdot (1-\beta) = \epsilon$$

ces auteurs aboutissent ainsi à des relations entre δ_{LG} , δ_{LN} et δ_{GN} . Ces relations se présentent sous forme de courbes ou d'équations adimensionnelles empiriques ou semi empiriques reliant $\left(\frac{\delta_{LG}}{\delta_{LN} + \delta_{GN}} \right)$ ou $\left(\frac{\delta_{LG}}{\delta_{LN}} \right)$ à $\left[\frac{\delta_{LN}}{\delta_G} \right]^2$ [4] [9] [10].

51 - Représentation de LARKINS, WHITE et JEFFREY

Parmi les relations empiriques, la plus connue est celle de LARKINS et coll. [9] basée sur le modèle de fluide équivalent. Ces auteurs ont représenté l'ensemble de leurs résultats sur les colonnes noyées, dans un diagramme adimensionnel, en portant en ordonnée le rapport $Y_N = \frac{\delta_{LG}}{\delta_{LN} + \delta_G}$ en fonction du rapport $X_N = \sqrt{\frac{\delta_{LN}}{\delta_G}}$.

On voit aisément les deux cas extrêmes de ces grandeurs :

- quand le débit de liquide est infiniment faible (pour un débit de gaz fixé), δ_{LN} est nul et δ_{LG} est égal à δ_G .

- quand le débit de gaz est infiniment faible (pour un débit de liquide fixé), δ_G est nul et δ_{LG} est égal à δ_{LN} .

Le rapport Y_N varie donc de 1 (pour $X_N = 0$) à 1 (pour X_N infini) et passe par un maximum dans l'intervalle. LARKINS et coll. ont montré que la meilleure représentation empirique de leurs résultats expérimentaux (à ± 20 % près) est donnée par la relation :

$$\log_{10} Y_N = \frac{0,416}{(\log_{10} X_N)^2 + 0,666} \quad (18)$$

dans le domaine $0,05 < X_N < 30$

52 - Utilisation d'un diagramme analogue à celui de LARKINS et coll.

Par analogie avec la représentation de LARKINS pour les colonnes noyées, nous avons essayé, pour les colonnes arrosées, de représenter nos résultats expérimentaux par une relation entre les deux nombres adimensionnels suivants :

$$Y_A = \frac{\delta_{LG}}{\delta_{LA} + \delta_G} \quad \text{et} \quad X_A = \sqrt{\frac{\delta_{LA}}{\delta_G}}$$

Ici encore, le rapport R_A doit varier de 1 à 1, quand X_A varie de zéro à l'infini c'est-à-dire quand on passe du cas extrême de débit liquide nul, à l'autre cas extrême de débit gazeux nul. La figure V.7 présente l'ensemble de nos résultats expérimentaux dans ce diagramme.

On y constate d'abord que les points sont très dispersés et qu'il est impossible d'en déduire une équation moyenne représentative de l'ensemble. A titre d'information nous avons porté sur le même diagramme la courbe de LARKINS représentée par l'équation (18) et sa marge d'erreur à ± 20 %. On voit donc que même si les points correspondant aux colonnes arrosées étaient moins dispersés, leur équation moyenne serait différente de celle correspondant aux colonnes noyées.

53 - Utilisation du bilan d'énergie

Comme nous l'avons expliqué au § 43, l'équation du bilan d'énergie dans un système diphasé doit pondérer par les débits (et non par les masses) les énergies de chaque phase. Il est donc plus correcte d'utiliser la grandeur δ'_{LG} définie par l'équation (9) qui représente le débit d'énergie (puissance) par unité de volume vide de garnissage. Nous sommes donc conduits, par analogie encore avec la représentation de LARKINS à utiliser les deux nombres sans dimension suivants :

$$Y'_A = \frac{\delta'_{LG}}{\delta'_{LA} + \delta'_G} \quad \text{et} \quad X'_A = \sqrt{\frac{\delta'_{LA}}{\delta'_G}}$$

δ'_{LG} étant donné par l'équation (9).

De la même façon, les résultats de LARKINS sur les colonnes noyées auraient dû être représentés à l'aide des nombres suivants :

$$Y'_N = \frac{\delta'_{LG}}{\delta'_{LN} + \delta'_G} \quad \text{et} \quad X'_N = \sqrt{\frac{\delta'_{LN}}{\delta'_G}}$$

Sur la figure V.8, nous avons reporté l'ensemble de nos résultats expérimentaux.

On constate d'abord qu'ils sont légèrement moins dispersés que ceux de la figure précédente.

Nous y avons d'autre part représenté, par une courbe (avec sa marge d'erreur à $\pm 50\%$) la relation entre X'_A et Y'_A d'équation analogue à celle de la relation de LARKINS entre X_N et Y_N . Il est important de constater que nos points expérimentaux tombent relativement bien dans la plage d'erreur de cette courbe.

54 - Discussion sur les bilans d'énergie des colonnes noyées ou arrosées

On peut se demander pourquoi des points expérimentaux de coordonnées Y'_A et X'_A correspondant à un bilan d'énergie pour les colonnes arrosées sont relativement bien représentés par l'équation de LARKINS et coll. reliant Y_N et X_N et correspondant à un bilan de forces pour les colonnes noyées.

La réponse se fait en deux temps :

D'abord, pour une colonne noyée, pondérer le bilan d'énergie relatif à un seul fluide par les masses ou les débits massiques de chaque phase revient approximativement au même. En effet,

- quand le débit de gaz est faible ($u_G < u_L$), on a approximativement $\beta \approx 1$ et la comparaison des équations (4) et (10) montre que dans ce cas δ_{LG} et δ'_{LG} se réduisent pratiquement à :

$$\delta_{LG} = \delta'_{LG} = \frac{\Delta H}{\Delta Z} + \frac{\rho_L}{\rho_e} = \frac{\Delta h}{\Delta Z}$$

- quand le débit de gaz est grand, ($u_G > u_L$), β est faible et la comparaison à nouveau des équations (4) et (10) montre que δ_{LG} et δ'_{LG} se réduisent pratiquement à :

$$\delta_{LG} = \delta'_{LG} = \frac{\Delta H}{\Delta Z}$$

Donc les points expérimentaux correspondant à des termes de force ou d'énergie pour les colonnes noyées doivent se répartir approximativement sur la même courbe dans les diagrammes Y_N , X_N et Y'_N , X'_N . C'est pourquoi les résultats de LARKINS se répartissent au mieux sur leur courbe.

La question que nous nous sommes posée est donc maintenant ramenée à la suivante :

Pourquoi une même équation empirique (celle de LARKINS et coll.) représente-t-elle presque aussi bien les résultats en colonnes arrosées qu'en colonnes noyées?

Pour les grandes valeurs du débit gazeux ce résultat est logique puisque nous avons vu au § 2 que la répartition du gaz et du liquide est la même pour les colonnes arrosées ou noyées lors des écoulements pulsés et en brouillard (X_A ou $X_N < 1$).

Par contre pour de faibles débits gazeux (X_A ou $X_N > 1$) où les répartition du gaz et du liquide sont différentes suivant le mode de mouillage, il n'est pas évident que la même relation convienne pour les colonnes arrosées ou noyées. C'est pourquoi un examen plus attentif de la figure V.8 montre en effet que pour les grandes valeurs de X_A ou X_N les points expérimentaux des colonnes arrosées se situent en-dessous de ceux des colonnes noyées représentés par la courbe de LARKINS.

Toutefois nous pouvons conclure que tous les résultats expérimentaux des colonnes noyées et des colonnes arrosées peuvent être représentés en première approximation par une équation empirique unique, sous réserve de pondérer correctement les bilans d'énergie dans le système diphasé.

55 - Critique de la notion de fluide "équivalent"

Comme nous venons de le voir, le comportement des colonnes noyées et des colonnes arrosées est le même pour les grands débits gazeux c'est-à-dire pour les faibles valeurs de X . Les divergences apparaissent pour les petits débits gazeux, c'est-à-dire les grandes valeurs de X .

Nous avons donc, pour vérifier ce fait, représenté nos résultats expérimentaux, en utilisant exactement les mêmes grandeurs que LARKINS et coll., c'est-à-dire les rapports X_N et Y_N relatifs aux colonnes noyées. Ce sont les points donnés sur la figure V.9. Comme prévu, l'accord de nos résultats avec les courbes de LARKINS et coll. n'est acceptable que pour les très faibles valeurs de X .

Mais il est intéressant de rechercher les raisons des divergences de ces courbes pour les grandes valeurs de X car cela va nous renseigner sur les forces qui agissent sur le garnissage recouvert de liquide.

Considérons à cet effet une série d'expériences où, avec un débit de liquide constant, on diminue progressivement le débit de gaz jusqu'à zéro pour faire tendre ainsi X vers l'infini.

Considérons de plus, pour une colonne arrosée, la grandeur Y_N de LARKINS et coll. :

$$Y_N = \frac{\delta_{LG}}{\delta_{LN} + \delta_G} = \frac{\frac{\Delta H}{\Delta Z} + \frac{\rho_m}{\rho_e}}{\frac{\delta_{LN}}{\delta_{LN} + \delta_G} + \frac{1}{\rho_e} [\rho_L \cdot \beta + \rho_G \cdot (1 - \beta)]} \quad (19)$$

où ρ_m est la densité du fluide équivalent.

Pour $X \rightarrow \infty$, on a :

$$Y_N \rightarrow \frac{\delta_{LA}}{\delta_{LN} + \delta_G} \approx \frac{\delta_{LA}}{\delta_{LN}} \approx \frac{\frac{\rho_L}{\rho_e} \cdot \beta}{\left(\frac{\Delta H}{\Delta Z}\right)_L + \frac{\rho_L}{\rho_e}} = \frac{\frac{\rho_L}{\rho_e} \cdot \beta}{\frac{\Delta h}{\Delta Z}} \quad (20)$$

Les résultats de la figure V.9 dont quelques valeurs extrêmes pour les systèmes eau-air sont reportées dans le tableau V.1 montrent que Y_N tend vers une quantité toujours supérieure à 1.

TABLEAU V.1

Garnissage	G kg.m ⁻² .s ⁻¹	L kg.m ⁻² .s ⁻¹	$\frac{\rho_L}{\rho_e} \cdot \beta = \beta$ m.C.E/m	$\frac{\Delta h}{\Delta Z}$ m.C.E/m	Y_N
a.R 6,4 mm	0	2,3	0,120	0,005	24
		17,5	0,360	0,090	4
a.R. 10,3 mm	0	2,3	0,103	0,003	34
		17,5	0,300	0,050	6
a.R 22 mm	0	2,3	0,057	0,002	28
		21,5	0,185	0,028	6,6

Or le numérateur dans l'équation (20) représente le poids du liquide contenu dans la colonne, tandis que le dénominateur représente la chute de pression hydrostatique. Dans une colonne noyée, à petit débit gazeux, ces deux grandeurs sont égales et donc Y_N est égal à 1. On voit qu'il n'en est rien dans le cas des colonnes arrosées pour lesquelles le poids du liquide est très supérieur à la chute de pression. Tout se passe alors comme si une partie importante du liquide s'appuyait sur le garnissage et ne contribuait pas à la pression hydrostatique.

A la limite, si l'on suppose que le liquide est toujours supporté par le garnissage, quels que soient les débits, il ne faut plus utiliser la grandeur δ_{LG} définie par l'équation (4). En effet, pour caractériser la chute de pression, il serait préférable de conserver simplement $\frac{\Delta H}{\Delta Z}$ comme cela a été préconisé par WEEKMAN et MYERS [10] ainsi que REISS [3].

C'est ainsi que nous avons présenté nos résultats expérimentaux sur la figure V.10 en portant en ordonnée le rapport :

$$\frac{\Delta H / \Delta Z}{\delta_{LN} + \delta_G}$$

On constate que ce rapport diminue rapidement quand X croît au-delà de 1 ce qui est normal puisqu'il doit tendre vers 0 pour X infini. Evidemment les points expérimentaux tombent mieux autour de la courbe de LARKINS et coll., pour les petites valeurs de X, mais ceci n'est qu'une coïncidence qui n'a aucune signification physique. Ainsi la représentation de REISS n'est donc pas meilleure que la précédente.

On peut donc conclure que le modèle de fluide équivalent n'est pas valable pour l'écoulement diphasé dans une colonne arrosée puisqu'aux faibles débits gazeux une partie du liquide est supportée par le garnissage. Par suite il n'est pas possible de représenter l'ensemble des résultats à l'aide de grandeurs adimensionnelles basées sur le bilan des forces. C'est le bilan d'énergie qu'il convient d'utiliser.

56 - Comparaison avec le modèle à films de SWEENEY

Récemment SWEENEY [13] a proposé un modèle de deux fluides en écoulement continu, le liquide se répartissant uniformément sur le garnissage sous forme de films.

Il écrit l'équation d'ERGUN [14] pour chacune des phases en **tenant** compte pour les vitesses, la porosité et la surface spécifique, de la présence de l'autre. En égalant la somme des volumes du liquide et du gaz au volume de vide, il propose une relation entre δ'_{LG} , δ'_{LN} et δ'_G :

$$\left(\frac{\delta'_{LN}}{\delta'_{LG}}\right)^{1/3} + \left(\frac{H\delta'_G}{\delta'_{LG}}\right)^{1/3} = 1 \quad (21)$$

dans laquelle H est une fonction assez complexe de ρ_G , η_G , a_g , β , L et G [13]. Les résultats expérimentaux d'un grand nombre d'auteurs ont montré que H prend des valeurs voisines de 1. La relation précédente se simplifie et prend la forme intéressante :

$$\left(\frac{\delta'_{LN}}{\delta'_{LG}}\right)^{1/3} + \left(\frac{\delta'_G}{\delta'_{LG}}\right)^{1/3} = 1 \quad (22)$$

Dans son principe cette simplification signifie qu'on néglige pour la phase gazeuse l'effet de la vitesse du liquide et du changement de surface spécifique du garnissage du à la présence du liquide.

Les résultats de SWEENEY étant en bon accord avec ceux de LARKINS et coll., nous n'avons pas comparé directement les nôtres avec les relations (22). Mais nous avons adapté son équation au cas des colonnes arrosées en remplaçant δ'_{LN} par δ'_{LA} .

L'équation simplifiée de SWEENEY devient alors :

$$\left(\frac{\delta'_{LA}}{\delta'_{LG}}\right)^{1/3} + \left(\frac{\delta'_G}{\delta'_{LG}}\right)^{1/3} = 1 \quad (23)$$

Nous avons déterminé par calcul sur ordinateur IBM 1130 les valeurs de δ'_{LG} de

l'équation (21) et nous les avons comparées aux valeurs expérimentales de δ_{LG}^* .

Les résultats sont reportés sur la figure V.II où l'on constate en général un accord satisfaisant.

Toutefois pour les très faibles valeurs de δ_{LG}^* ($\delta_{LG}^* < 0,05 \text{ m.C.E./m}$) les points expérimentaux s'écartent quelque peu de la première bissectrice. Ce résultat est logique puisque nous avons vu au chapitre II que pour les très faibles débits gazeux la texture du liquide est principalement discontinue.

6 - CONCLUSIONS

Nous avons rapporté un certain nombre de résultats expérimentaux de chute de pression du gaz et de rétention du liquide pour des écoulements à co-courant vers le bas dans des colonnes à garnissage arrosées.

Deux principaux régimes de répartition du gaz et de liquide ont été observés visuellement qui sont en rapport avec les résultats de texture précédemment relatés et obtenus à partir de mesures de conductances électriques du garnissage irrigué.

Par une étude théorique sur des bilans d'énergie, nous avons montré que les résultats expérimentaux des colonnes arrosées peuvent être, en première approximation, représentés par une équation empirique unique du type de celle de LARKINS et coll. pour les colonnes noyées, sous réserve de pondérer correctement les bilans d'énergie dans le système diphasé.

L'équation de SWEENEY relative à un modèle de deux fluides continus rend également convenablement compte des résultats expérimentaux dans les colonnes arrosées à condition d'adapter une condition limite à l'écoulement ruisse-lant de liquide.

Nous avons montré de plus par une étude critique du modèle de fluide équivalent de LARKINS que le garnissage supportait une partie du liquide.

Enfin les résultats de ce travail concernent des débits de fluide relativement faibles par rapport à ceux des autres auteurs de la littérature et apportent donc des renseignements complémentaires à l'étude de l'hydrodynamique des réacteurs gaz-liquide fonctionnant à co-courant.

NOTATIONS

a_g	Aire spécifique d'un anneau Raschig, m^{-1} .
a_{GL} ou a_{LG}	Aire spécifique d'interface gaz-liquide, m^{-1} .
A	Coefficient dans l'équation $\beta_{nc} = A.L^a$
d	Diamètre nominal d'un anneau Raschig, m .
d_h	Diamètre hydraulique du garnissage, m , $d_h = \frac{4\epsilon}{a_g \cdot (1-\epsilon)}$
f_G	Coefficient de frottement gaz-liquide.
f_L	Coefficient de frottement liquide-solide.
f_{LG}	Coefficient de frottement du mélange gaz-liquide et du solide.
$F_{1,2}$	Fonctions reliant δ_{LG} , δ_{LN} et δ_{GN} .
g	Accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$.
G	Débit spécifique massique de gaz, $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
h_B, h_K	Constantes dans l'équation d'ERGUN.
K_G, K_L	Constantes dans les expressions de f_G et f_L .
L	Débit spécifique massique de liquide, $kg.m^{-2}.s^{-1}$.
m	Exposant dans l'expression de δ_{LG} .
n	Exposant dans les expressions de f_L et f_G .
P_L, P_G	Débit d'énergie dégradée en chaleur par le liquide et par le gaz, W .
P	Débit d'énergie dégradée en chaleur au sein des fluides, $W.m^{-3}$.
Re_G	Nombre de Reynolds du gaz, $Re_G = \frac{d \cdot G}{\eta_G}$
Re_L	Nombre de Reynolds du liquide, $Re_L = \frac{d \cdot L}{\eta_L}$
s	Exposant dans les expressions de f_G et f_L .
u_G, u_L	Vitesses réelles moyennes du gaz et du liquide, $m.s^{-1}$.
V_G	Débit spécifique volumique de gaz, $m.s^{-1}$.
$X = \sqrt{\frac{\delta_L}{\delta_G}}$	$X' = \sqrt{\frac{\delta'_L}{\delta'_G}}$ (avec les indices définis dans le texte).
$Y = \frac{\delta_{LG}}{\delta_L + \delta_G}$	$Y' = \frac{\delta'_{LG}}{\delta'_L + \delta'_G}$ (avec les indices définis dans le texte).
α	Exposant dans les expressions de f_G , f_L et f_{LG} .
α_{SL}	Fraction de surface du garnissage mouillée par le liquide.
β	Taux de rétention du liquide $\beta = \beta_{nc} + \beta_c$.
β_c	Taux de rétention capillaire.
β_{nc}	Taux de rétention non capillaire.

$\beta_l, \beta_m, \beta_o$	Taux de rétention sous forme de filets, films et gouttes.
γ	Exposant dans les expressions de f_G , f_L et f_{LG} .
δ	Force de frottement des fluides sur le solide (avec les indices définis dans le texte), m.C.E/m.
δ'	Perte d'énergie mécanique spécifique du système par unité de temps, W.m ⁻³ .
$\frac{\Delta H}{\Delta Z}$	Chute de pression dans le garnissage (avec les indices définis dans le texte) m.C.E/m.
ΔP	Chute de pression dans le garnissage, N.m ⁻² ., $\Delta P = \rho_L \cdot g \cdot \Delta H$
ΔZ	Hauteur du garnissage, m.
ϵ	Porosité du garnissage.
η_G, η_L	Viscosité du gaz et du liquide, kg.m ⁻¹ .s ⁻¹ .
ρ_G, ρ_L	Masse volumique du gaz et du liquide, kg.m ⁻³ .
τ	Composante verticale de la contrainte de frottement à l'interface gaz-solide (indice GS) ou à l'interface liquide-solide (indice LS) ou à l'interface gaz-liquide (indice GL ou LG).
Ω	Section de la colonne, m ² .

REFERENCES CITEES

- [1] DODDS W.S., STUTZMAN L.F., SOLAMI B.J., CARTER R.J., A.I.Ch.E.Jl., 1960, 6, 197
- [2] WEN C.Y., O BRIEN W.S., FAN L.T., Jl. Chem. Eng. Data., 1963, 8, 42
- [3] REISS L.P., I.E.C. Proc. Des. and Dev., 1967, 6, 487
- [4] WEEKMAN V.W., MYERS J.E., A.I.Ch.E.Jl., 1964, 10, 951
- [5] DUPUIT A.J., Etudes théoriques et pratiques sur le mouvement des eaux (1863)
- [6] VOHR J., A.I.Ch.E.Jl., 1962, 8, 280
- [7] LAMB D.E., WHITE J.L., A.I.Ch.E.Jl., 1962, 8, 281
- [8] LOCKHART R.W., MARTINELLI R.C., Chem. Eng. Prog., 1949, 45, 39
- [9] LARKINS R.P., WHITE R.R., JEFFREY D.W., A.I.Ch.E.Jl., 1961, 7, 231
- [10] Mc ILVRIED H.G., Ph. D. Thesis, Carnegie Inst. of. Techn., Pittsburg 1956
- [11] EISENKLAM P., FORD L.H., Proc. of the symp. on the Int. bet. fluids and particles
Londres 20-22 Juin 1962
- [12] TURPIN J.L., HUNTINGTON R.L., A.I.Ch.E.Jl., 1967, 13, 1196
- [13] SWEENEY D.E., A.I.Ch.E.Jl., 1967, 13, 663
- [14] ERGUN S., Chem. Eng. Prog., 1952, 48, 89

CONCLUSIONS GENERALES

Nous nous étions proposés une étude très complète de la phase liquide au sein même du garnissage d'une colonne arrosée. Disposant d'une technique électrique expérimentale mise au point dans le laboratoire de Génie Chimique de Monsieur le Professeur LE GOFF depuis un certain nombre d'années, nous avons élaboré un modèle d'interprétation de la texture du liquide dont l'utilité pratique est de déterminer très simplement les fractions volumiques de la rétention sous forme de films, de filets et de gouttes.

Les résultats obtenus en variant les fluides, les diamètres et le mouillage du garnissage ainsi que le sens d'écoulement des phases en présence joints aux résultats de distribution des temps de séjour du liquide apportent un certain nombre de renseignements précieux concernant la phase liquide.

Par ailleurs, l'orientation de notre travail nous a conduit à étudier la mécanique des écoulements diphasés gaz-liquide à co-courant vers le bas qui, jusqu'à présent, n'ont fait l'objet que de peu de recherches. Ainsi nous avons pu apporter une base théorique aux formules permettant de prévoir les chutes de pression pour de tels écoulements.

Les modèles proposés pour les textures et les dispersions des éléments du liquide sont dès maintenant appliqués à d'autres formes de garnissage notamment à des lits de grains sphériques en matériaux poreux et non poreux utilisés comme supports de catalyseur.

Ainsi le travail que nous avons présenté s'insère dans le cadre de notre groupe de recherche dont le but était d'abord de trouver les meilleurs modèles mathématiques pour interpréter les propriétés hydrodynamiques des colonnes garnies afin de pouvoir par la suite accéder à des grandeurs telles que la surface mouillée du garnissage nécessaires aux études futures de transfert de matière et de chaleur, c'est-à-dire de l'efficacité de l'appareil.

DEUXIEME THESE

Proposition donnée par la faculté

REACTEURS CHIMIQUES EN REGIME CYCLIQUE PULSE.
THEORIE .ET .EXPERIENCE

NOM du CANDIDAT : CHARPENTIER Jean-Claude

TITRE et NATURE de la THESE : Hydrodynamique des colonnes à garnissage avec écoulements de gaz et de liquide à co-courant et contre-courant. Aspects statique et dynamique de la texture du liquide.

Vu et approuvé

Nancy, le

le Doyen de la Faculté

des Sciences de NANCY

J. AUBRY

Vu et permis d'imprimer

Nancy, le

le Recteur

Président du Conseil

de l'Université

J. BOMPAIRE

